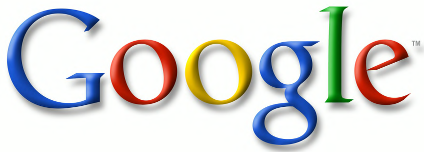



NYPL RESEARCH LIBRARIES
3 3433 06907114 4

FAA
Journal

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

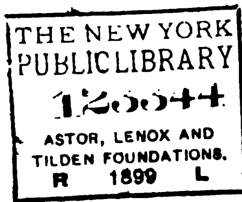
TROISIÈME SÉRIE.

TOME VII. — ANNÉE 1898.

26

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE.
11, RUE RATAUD, 11.

1898



JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

DENSITÉS, VOLUMES MOLÉCULAIRES, COMPRESSIBILITÉ ET DILATATION DES GAZ AUX DIVERSES TEMPÉRATURES ET AUX PRESSIONS MOYENNES;

Par M. A. LEDUC.

I. — Introduction.

Mes diverses expériences sur les gaz, poursuivies depuis sept années, ont eu pour origine une observation relative à la composition de l'air atmosphérique [1] qui m'a amené à déterminer à nouveau les densités de l'oxygène et de l'azote et la composition de l'air atmosphérique. On trouvera dans le *Journal de Physique* [2] le résumé de ces expériences et l'indication des principaux perfectionnements apportés à la méthode de Regnault pour la détermination des densités.

La densité de l'hydrogène et la composition de l'eau ont fait l'objet d'une autre série d'expériences, d'où j'ai déduit le rapport des poids atomiques de l'hydrogène et de l'oxygène (1 : 15,88, ou mieux 1,0076 : 16) [3]. Ce résultat obtenu par deux méthodes différentes diffère notablement de celui de Dumas, qui était classique au début de mes recherches (1 : 16, ou 15,96 d'après Stas).

Je ne reviendrai pas ici sur ces expériences que je me propose de décrire prochainement dans les *Annales de chimie et de physique*, ni sur les déterminations de densités [4] dont le principal intérêt réside

---

(1) *Journal de phys.*, 2e série, t. X, p. 37; 1891. — *C. R.*, t. CXI, p. 262; 1890.
(2) *Id.*, 3e série, t. I, p. 231; 1892.
(3) *C. R.*, t. CXV, p. 41 et p. 311 (1892); et t. CXVI, p. 1248 (1893).
(4) *C. R. de l'Ac. des Sc.*, t. CXV, p. 1072 (1892); t. CXVI, p. 968; t. CXVII, p. 219 (1893); t. CXXIII, p. 805 (1896); et t. CXXV, p. 571 (1897).

dans la préparation des gaz à l'état de pureté et dans les applications que nous en ferons.

Première remarque. — Les densités de l'oxygène et de l'azote atmosphérique sont respectivement 1,10523 et 0,97203. D'autre part, l'air dépouillé de vapeur d'eau, d'acide carbonique, etc., contient en moyenne 0,2321 de son poids d'oxygène. Ces nombres sont en contradiction, ainsi que je le montrerai prochainement, avec la loi du mélange des gaz telle qu'on l'énonce habituellement : « La pression d'un mélange de gaz est égale à la somme des pressions qu'aurait chacun des gaz mélangés s'il occupait seul le récipient. »

Il faut dire au contraire : « Le volume occupé par un mélange de gaz sous une pression donnée est égal à la somme des volumes qu'occuperait chacun des gaz mélangés sous cette même pression. »

Deuxième remarque. — Il m'a paru convenable de supprimer, dans mes calculs ultérieurs, la cinquième décimale, tout à fait incertaine, des densités ci-dessus. J'en rapprocherai ici la densité de l'azote pur (ou chimique) : 0,9671, qui m'a conduit à adopter pour poids atomique de ce corps 14,005, au lieu de 14,044 d'après Stas [1].

II. — Volumes moléculaires.

La connaissance exacte des densités de l'oxygène et de l'hydrogène, d'une part, et de la composition en poids de l'eau, d'autre part, permet d'examiner de plus près la composition en volumes de celle-ci.

Si x et y désignent les volumes d'hydrogène et d'oxygène qui s'unissent pour former de l'eau, on a :

$$\frac{x \times 0,06948}{y \times 1,10523} = \frac{2 \times 1,0076}{16},$$

d'où

$$\frac{x}{y} = 2,0036.$$

D'après cela la loi de Gay-Lussac semblerait n'être qu'une loi approchée.

On peut exprimer ce résultat en disant que les volumes moléculaires de l'hydrogène et de l'oxygène sont entre eux dans le rapport 1,0018.

---

(1) *C. R. de l'Ac. des Sc.*, t. CXXV, p. 299; 1897.

On est amené à se demander si les différences qui existent entre les volumes occupés par la molécule-gramme des divers gaz à 0° et 76 centimètres par exemple ont ou non quelque chose de systématique. Or, d'après les nombres (densités et masses moléculaires) qui étaient classiques au début de mes recherches, ces volumes moléculaires varieraient dans le rapport de 1 à 1,013 environ (et même 1,022 pour HCl) sans que l'on pût soupçonner aucun lien entre cette variation et les données critiques ni aucune autre constante physique des gaz.

Mais on remarque d'abord que l'écart trouvé tout à l'heure est dans le sens que font prévoir les résultats de Regnault sur la compressibilité de l'hydrogène et de l'oxygène, ces deux gaz s'écartant en sens contraire de la loi de Mariotte dans ces conditions. A mesure que je poursuivis la recherche des densités, je vis disparaître ou s'atténuer les écarts que je considérais comme anormaux : les volumes moléculaires à 0° et 76 centimètres diminuaient à peu près régulièrement à mesure que leur point critique était plus élevé.

M'appuyant sur la notion si féconde d'*états correspondants*, j'énonçai, dès 1893 [1], comme très probable, la loi suivante : *A des températures et sous des pressions correspondantes, les volumes moléculaires des divers gaz rapportés à l'un d'eux supposé parfait sont égaux.*

Le principe d'Avogadro-Ampère devient ainsi une loi limite.

Mes expériences ultérieures ont justifié mes prévisions en général. Mais j'ai reconnu que certains corps font exception à cette loi, et qu'il y a lieu de former parmi les gaz étudiés trois groupes au moins dont le plus nombreux a reçu le nom de *groupe normal*.

Soient : M et M', les masses moléculaires de deux gaz ; D et D', leurs densités, dans des conditions identiques, par rapport à un troisième gaz, l'air par exemple. Par analogie avec la densité relative, $d = \frac{D'}{D}$; j'appelle poids moléculaire relatif le rapport $m = \frac{M'}{M}$.

Je conviens de rapporter la densité à un gaz fictif qui suivrait la loi de Mariotte dans les limites de mes expériences et de mes applications, et posséderait en conséquence un coefficient de dilatation unique et constant ω [2]. D'ailleurs, pour fixer les idées, je lui attribue le poids moléculaire 32.

---

(1) Conférence faite au laboratoire de M. Friedel. — Carré, édit.

(2) Il semble en effet ressortir des travaux de Regnault que tout gaz, pris à une température et à une pression telles qu'il suive la loi de Mariotte, possède à peu près le même coefficient que l'air.

J'appelle enfin, par abréviation, *volume moléculaire* le rapport $\varphi = \frac{m}{d}$. La loi fondamentale qui a fait l'objet de cette longue étude et qui a déjà reçu de nombreuses applications peut alors s'énoncer ainsi : « *Dans des conditions correspondantes, les gaz d'un même groupe ont le même volume moléculaire.* »

Pour établir expérimentalement cette loi, il fallait connaître :

1° Les densités d'un grand nombre de gaz à 0° et 76 centimètres par exemple ;

2° Leur température critique Θ et leur pression critique Π ;

3° Leur compressibilité à 0^0 (273), entre 76 centimètres et $\varepsilon\Pi$, la fraction ε étant la même pour tous les gaz ;

4° Leur dilatation sous la pression constante $\varepsilon\Pi$, entre 273 et $n\Theta$, n étant aussi une même fraction pour tous les gaz.

Heureusement, j'ai pu simplifier ce programme assez imposant en limitant tout d'abord mes recherches aux gaz dont les données critiques étaient connues ou supposées telles. Je fus cependant amené à déterminer, en outre, celle de l'hydrogène phosphoré et à redéterminer celles des acides chlorhydrique et sulfhydrique.

D'autre part, le nombre des gaz que l'on peut préparer à l'état de pureté est assez restreint. Il est utile de connaître les densités à $\frac{1}{5000}$ près de leur valeur, et malgré tous mes soins je n'ai pu m'assurer de cette précision qu'avec dix gaz ; je ne suis pas sûr de l'avoir atteinte pour deux autres (H^2S et Cl) qui figurent dans mon tableau.

J'avais compté d'abord utiliser les résultats de Regnault relatifs à la compressibilité ; mais je fus vite désabusé. Non seulement les résultats relatifs à un même gaz présentent quelquefois des discordances énormes, mais d'autres me semblèrent *a priori* tout à fait invraisemblables (l'oxyde de carbone par exemple serait presque aussi compressible que le protoxyde d'azote !). Je me suis donc vu obligé de reprendre cette étude sur les gaz dont j'avais déterminé la densité ; je l'ai étendue ensuite, avec le concours de M. Sacerdote, à tous les gaz dont on connaissait les données critiques.

Quant aux coefficients de dilatation dont j'avais besoin, ils faisaient à peu près complètement défaut. Leur détermination aurait été fort longue et aurait d'ailleurs présenté les plus grandes difficultés, eu égard aux limites de température et aux pressions. Nous verrons comment j'ai pu m'en dispenser, et calculer au contraire les coeffi-

cients de dilatation des gaz dans des conditions variées, en m'appuyant sur les résultats obtenus d'autre part et sur la loi précédemment énoncée considérée comme un *principe*.

III. — Compressibilité (partie théorique).

Notation. — Soit une masse de gaz, occupant à T° le volume V_0 sous la pression P_0, puis le volume V sous la pression P. Nous représenterons l'écart $\mathcal{E}$ de sa compressibilité par rapport à la loi de Mariotte, dans les limites de nos applications, par la formule :

$$(1) \qquad \mathcal{E} = \frac{P_0 V_0}{PV} - 1 = a(P - P_0) + b(P - P_0)^2.$$

Il est souvent commode de représenter l'écart entre deux pressions P_1 et P_2 par la formule plus simple :

$$(2) \qquad \mathcal{E} = A_{P_1}^{P_2}(P_2 - P_1).$$

$A_{P_1}^{P_2}$ est le coefficient moyen d'écart entre ces limites. Je désignerai par $\mathcal{A}_P$ le coefficient vrai d'écart pour la pression P, c'est-à-dire la valeur limite de $A_{P_1}^{P_2}$, lorsque P_1 et P_2 tendent vers P. — On a :

$$(3) \qquad \mathcal{A}_P = -\frac{1}{PV}\cdot\frac{\partial(PV)}{\partial P}.$$

Le coefficient de compressibilité sous la pression P et le coefficient d'élasticité isotherme ont respectivement pour valeur :

$$(4) \qquad \mu = \frac{1}{P} + \mathcal{A}_P;$$

$$(4\ bis) \qquad E = \frac{P}{1 + P\mathcal{A}_P}.$$

J'ai été amené à calculer tout d'abord le coefficient vrai pour la pression π^{cm}, π étant le nombre qui exprime la pression critique en atmosphères (c'est-à-dire que $\varepsilon = 1/76$.)

On trouve aisément que, si les pressions sont comptées en centimètres de mercure, on a :

$$(5) \qquad \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{A}_\pi = a + 2b(\pi - P_0) \\ \mathcal{A}_P = \mathcal{A}_\pi + 2b(P - \pi) \end{array} \right. \quad \left| \quad \begin{array}{l} A_\pi^P = \mathcal{A}_\pi + b(P - \pi) \\ A_{P_1}^{P_2} = \mathcal{A}_\pi + 2b\left(\frac{P_1 + P_2}{2} - \pi\right). \end{array} \right.$$

États correspondants. — Soient deux gaz G_1, G_2 qui, dans des états correspondants, ont, ainsi que nous le disions plus haut, le même volume moléculaire. Faisons passer G_1 de la pression $\varepsilon\Pi_1$ à la pression $\varepsilon'\Pi_1$, et G_2 de $\varepsilon\Pi_2$ à $\varepsilon'\Pi_2$. Les volumes moléculaires doivent demeurer égaux. Or ils deviennent :

$$(6) \qquad v'_1 = \frac{v_1}{1+\mathcal{E}_1}, \qquad v'_2 = \frac{v_2}{1+\mathcal{E}_2},$$

$\mathcal{E}_1$ et $\mathcal{E}_2$ étant les écarts respectifs de ces gaz entre les pressions considérées. — On doit donc avoir $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$, c'est-à-dire

$$(7) \qquad A_1 (\varepsilon' - \varepsilon) \Pi_1 = A_2 (\varepsilon' - \varepsilon) \Pi_2,$$

A_1 et A_2 correspondant respectivement aux limites $\varepsilon\Pi_1$ et $\varepsilon'\Pi_1$, $\varepsilon\Pi_2$ et $\varepsilon'\Pi_2$. On a donc en général : $A\pi = C^{te}$; ou, en vertu de la troisième relation (5) :

$$(7\ bis) \qquad \pi \left[\mathcal{A}_\pi + b \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} - 1\right) \pi\right] = C^{te};$$

et, comme ε' est arbitraire, on a séparément :

$$(8) \qquad \pi\mathcal{A}_\pi = C^{te}; \qquad \text{et} \qquad (9) \qquad b.\pi^2 = C^{te}.$$

Ces dernières relations ne peuvent certainement pas être établies ou vérifiées par l'expérience ; car il est impossible de déterminer les coefficients de la formule (1) avec une précision suffisante, à des températures les unes très élevées, les autres très basses, formant un système de températures correspondantes pour les divers gaz.

Il semble donc que ces nouvelles ressources soient aussi peu utilisables pour notre objet que la détermination directe des densités. Mais voici par quel artifice j'ai pu tourner la difficulté.

Première conséquence. — Déterminons les volumes moléculaires des divers gaz à 0° et à des pressions correspondantes. Il est clair que φ doit être d'autant plus petit que la température critique est plus élevée. On prévoit, d'après les résultats obtenus par Regnault, que la courbe

$$(10) \qquad y = (1 - \varphi\pi)\, 10^4 = f(\Theta),$$

tournera sa concavité vers l'axe des y.

En vertu des relations (6) il suffit, pour connaitre le volume moléculaire de chaque gaz sous la pression de π^{cm}, de connaître approximativement A_{76}^{π} à 0°. Mes premières expériences sur la compressibilité, exécutées à des températures voisines de 0°, donnaient ce coefficient avec une exactitude suffisante pour cet objet. Mieux vaut cependant le calculer au moyen des formules que nous obtiendrons plus loin (page 15). Quoi qu'il en soit, on a très sensiblement :

$$\varphi_\pi = \varphi_{76} - A_{76}^{\pi} (\pi - 76).$$

Or, en portant sur un papier quadrillé mes données expérimentales, je vis qu'en effet la plupart des points se plaçaient assez nettement sur une courbe unique ; mais il y avait exception pour HCl et AzH^3 dont les points figuratifs se plaçaient notablement trop haut. Je trouvai plus tard que celui de H^2S était au contraire trop bas.

L'exception présentée par l'acide chlorhydrique n'était qu'apparente, et tenait à ce que sa pression critique était mal connue [1] ; les deux autres sont confirmées par l'étude de la compressibilité. Je reviendrai sur cette question dans la deuxième partie de mon article.

Deuxième et troisième conséquences. — On sait que la compressibilité des gaz en général, représentée ici par le coefficient A, diminue à mesure que la température T s'élève. Si donc les relations (8) et (9) sont exactes, c'est-à-dire si les expressions qu'elles renferment ne dépendent que du rapport $\chi = \frac{\Theta}{T}$ ou $\chi = \Theta$, elles doivent augmenter avec Θ, pour une même température T. Dans cette condition les expressions :

$$z = \pi . A_{\pi} . 10^4 = f_1 (\Theta), \tag{11}$$

$$u = b . \pi^2 . 10^4 = f_2 (\Theta), \tag{12}$$

sont des fonctions croissantes de Θ.

C'est en vue de la vérification de la formule (11) que j'ai entrepris l'étude de la compressibilité à la température constante de 16°. Voici quels en ont été les résultats :

Pour la plupart des gaz étudiés, z_{16}, tel qu'il est fourni par les expé-

---

(1) 80 atmosphères d'après M. Dewar, 96 atmosphères d'après MM. Vincent et Chappuis. Nous avons trouvé ultérieurement, M. Sacerdote et moi, 83 atmosphères.

riences (¹), est bien représenté par la formule empirique provisoire

$$z = m(\Theta - 98)^2 - n(\Theta - 98)^3 + p(\Theta - 98)^4, \quad (13)$$

dans laquelle $m = 135.10^{-5}$, $n = 338.10^{-8}$, $p = 145.10^{-10}$.

Pour le gaz ammoniac et le chlorure de méthyle, le produit $\pi \mathcal{A}_\pi 10^4$ est supérieur d'environ 16 0/0 à la valeur z donnée par cette formule. Au contraire, pour PH^3 et H^2S, le nombre expérimental n'est que les 0,84 environ du nombre calculé. Quant à l'acide chlorhydrique, il rentre dans le cas général si l'on admet pour sa presssion critique 83 atmosphères et non 86 ou 96.

Formation de trois groupes. — On voit par là que, conformément à l'opinion de plusieurs savants, le théorème des états correspondants n'est pas absolument général, mais qu'il exige la répartition des corps en groupes qui s'y conforment respectivement.

Notre étude de la compressibilité conduit à la formation de trois groupes au moins, dont l'un, de beaucoup le plus nombreux, est nettement caractérisé par l'observance des formules (10) et (11). Nous lui attribuerons l'épithète de *normal*.

Le deuxième groupe, représenté par AzH^3 et CH^3Cl, renferme des gaz plus compressibles que les premiers, et dont les volumes moléculaires sont, par suite, plus petits dans des états correspondants ; le méthane m'a paru faire partie de ce groupe, et, par analogie, j'y ai ajouté l'éthane.

Le troisième groupe, représenté par PH^3 et H^2S, renferme au contraire des gaz moins compressibles que les normaux, et, par suite, de volume moléculaire plus grand. Par ce dernier caractère le chlore rentre dans ce groupe.

Quant à l'équation (12), la détermination du coefficient b est trop incertaine, surtout entre les limites de pression de nos expériences (1 et 2 atmosphères), pour que l'on puisse en tirer un argument pour ou contre notre loi. Cela serait d'ailleurs superflu. Mais, inversement, la notion qu'elle apporte permet de fixer d'une manière plus probable les valeurs de b.

(¹) En réalité, les expériences ont été faites à des températures aussi voisines que possible de la température ambiante, et par suite plus ou moins différentes de 16°. Les corrections nécessaires pour les ramener à la température uniforme de 16° ont d'abord été déterminées par des essais spéciaux. Je donnerai plus loin une formule qui dispense de ces essais et conduit plus sûrement au même résultat.

En effet, d'une part, b ne doit dépendre, pour les gaz normaux, que du rapport χ. D'autre part, Regnault a observé que b est < 0 pour les gaz étudiés au-dessus de leur point critique, et > 0 dans le cas contraire. L'expression de u doit donc contenir en facteur $(\chi - 1)$.

Guidé par ces indications, j'ai trouvé que, du moins pour $T < \Theta$, l'expression

$$u = 20 . \chi (\chi - 1) \tag{14}$$

donne pour b des valeurs qui s'éloignent peu de celles trouvées par l'expérience, tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre [1]. Ce sont ces valeurs calculées que j'ai employées dans mes calculs ultérieurs aussi bien que pour la réduction définitive des nombres expérimentaux.

Pour les gaz de la deuxième série, j'ai majoré u, et par suite b dans le rapport 1,16 ; pour ceux de la troisième, j'ai opéré de même la réduction dans le rapport 0,84.

Compressibilité à diverses températures et à diverses pressions. — Grâce au principe des états correspondants, la série unique des expériences faites au voisinage d'une même température (16° par exemple) permet de calculer la compressibilité des gaz à une autre température T quelconque. En effet z prend à T° la valeur qui convient, à 16° (c'est-à-dire 289° absolus), à un autre gaz du même groupe dont la température critique serait :

$$\Theta' = \frac{289}{T} \times \Theta = 289\,\chi.$$

Il suffit donc de remplacer, dans la formule (13), Θ par $289\,\chi$, ce qui donne, après développement

$$z = 101{,}4\chi^4 - 218{,}8\chi^3 + 265{,}5\chi^2 - 120{,}4\chi + 17{,}5. \tag{15}$$

---

[1] Cette formule, dont la simplicité exclut toute prétention à l'exactitude, donne, comme il convient, des valeurs < 0 pour $\chi < 1$. Mais les valeurs calculées pour les gaz très éloignés de leur point critique, comme l'azote, sont notablement plus grandes que celles données par l'expérience. Il est bon de dire que, dans toutes nos applications, il sera permis de négliger b pour $T > \Theta$.

Cette formule donne $b = 0$ pour $T = \infty$. Ce résultat, bien qu'acceptable, ne paraît pas devoir fixer l'attention. Enfin il est clair que cette formule, ou toute autre plus exacte, perdrait tout sens en dehors des limites où la compressibilité est bien représentée par la formule (1) à deux termes (en dehors de ces limites b serait fonction de P). Mais les applications que nous avons en vue nous laissent libre de ce souci.

Mais, en utilisant pour la réduction des expériences les valeurs de b calculées plus haut et le coefficient de température $\left(\frac{\partial \mathcal{A}_0}{\partial T}\right)$ donné par la formule (20) et inscrit dans le tableau ci-après, j'ai été amené à modifier légèrement les coefficients :

$$(15\ bis) \qquad z = 101,4\chi^4 - 220\chi^3 + 266\chi^2 - 119\chi + 16,9.$$

On jugera de la qualité de cette formule en comparant les nombres calculés (z) aux nombres expérimentaux ($\pi.\mathcal{A}_{0\pi}.10^4$).

Gaz	$\pi.\mathcal{A}_{0\pi}.10^4$	z	$-\left(\frac{\partial \mathcal{A}_0}{\partial T}\right)_{16°}$	Gaz	$\pi.\mathcal{A}_{0\pi}.10^4$	z	$-\left(\frac{\partial \mathcal{A}_0}{\partial T}\right)_{16°}$
Az	1,1	1,0	0,10	$(CH^3)^2O$	154,6	154,9	3,7
CO	1,4	1,5	0,11	$(CH^3)AzH^2$	195	197,1	3,9
O	4,1	3,9	0,13	SO^2	198,1	198,5	3,5
AzO	7,9	8,0	0,16	C^2H^5Cl	262	254,4	6,6
C^2H^4	42,1	41,9	1,0				
CO^2	54,8	54,5	0,9	AzH^3	184,5	180,8	2,2
Az^2O	57,8	57,9	1,0	CH^3Cl	193,6	200,4	3,8
C^2H^2	60,1	58,1	1,1				
HCl	68,7	68,5	1,0	PH^3	60,5	58,2	1,1
Cy	143	146,2	3,3	H^2S	89,6	96,2	1,4

On pourrait se déclarer très satisfait de la concordance pour les quatorze premiers gaz (série normale), mais la précision des expériences permet d'être plus exigeant, sauf en ce qui concerne le chlorure d'éthyle, qui n'était pas suffisamment pur.

En admettant comme exacte la température critique de l'acétylène et les données critiques des gaz voisins (CO^2, Az^2O et HCl), on est porté à admettre pour la pression critique de ce gaz 66 atmosphères, au lieu de 68. On sait, en effet, qu'en général la présence d'impuretés élève la pression critique. — J'ai admis 67 atmosphères.

Pour le cyanogène, au contraire, on serait porté à prendre une pression critique plus élevée, si l'observation précédente ne s'y opposait. Peut-être conviendrait-il d'adopter 123°, au lieu de 124°, pour la température critique (centig. ord.), avec 62 atmosphères, au lieu de 61,7, pour la pression critique.

La pression critique de l'oxyde de méthyle n'a pas encore été déterminée directement. Nous l'avons calculée de manière à satisfaire à la formule (15 *bis*), c'est-à-dire en admettant que ce corps fait partie de la série normale. On trouve 59 atmosphères.

Remarque I. — Les formules (13) et (15 *bis*) ne sont pas applicables à l'hydrogène. La première ne convient, en effet, que pour $\Theta > 98$; et la deuxième, en conséquence, pour les températures inférieures à celle où le gaz considéré suit la loi de Mariotte.

Je suis cependant porté à croire que l'hydrogène appartient à la série normale. La courbe expérimentale est bien, comme l'indique la formule (13), tangente à l'axe des Θ ; mais elle présente une inflexion à l'origine pour aller passer par le point figuratif de l'hydrogène. Il eût fallu, pour tenir compte de ce fait, employer une formule polynome de degré supérieur, commençant par un terme en $(\Theta - 98)^3$. J'ai préféré laisser de côté l'hydrogène.

II. — D'après des recherches inédites, M. Amagat est conduit à penser que l'oxygène et l'azote ne font point partie du même groupe. La petitesse du coefficient $\mathcal{A}$ de ces deux gaz ne me permet pas d'avoir sur ce point une opinion ferme ; mais cela n'a aucune importance à l'égard des applications que j'ai en vue.

Calcul des divers coefficients. — Les formules (5) permettent de calculer maintenant les divers coefficients dont on peut avoir besoin. Soit, par exemple, le coefficient vrai $\mathcal{A}$ sous la pression P centimètres à la température T°. On a, en désignant par e le rapport $\frac{P}{\pi}$:

$$(16) \quad \mathcal{A}_{P,T} = \mathcal{A}_{\pi,T} + 2b_T(P - \pi) = \frac{z}{\pi . 10^4} + \frac{2u(P-\pi)}{\pi^2 . 10^4} = \frac{10^{-4}}{\pi}[z + 2(e-1)u] \text{ (1)}.$$

On en déduit une expression employée plus loin :

$$(17) \quad P\mu = 1 + e . 10^{-4}[z + 2(e-1)u].$$

Compressibilité des divers gaz à 0°. — Il est commode, pour certaines applications, d'avoir une formule qui représente la compressibilité des divers gaz, à 0° par exemple, en fonction de leur température critique Θ. Dans cette formule, du type (13), le nombre 98 sera

---

(1) z et u étant exprimés en fonction de χ, on peut sans inconvénient supprimer les indices. — Il est bien entendu que les valeurs de z et u, fournies par les formules (13) et (14), doivent être multipliées par 1,16 pour les gaz de la deuxième série et par 0,84 pour ceux de la troisième.

remplacé par 93, qui est la température correspondante :

$$\frac{98}{273 + 16} = \frac{93}{273}.$$

On aura donc

$$(18) \qquad z_0 = m'(\Theta - 93)^2 - n'(\Theta - 93)^3 + p'(\Theta - 93)^4.$$

On obtient des résultats très satisfaisants en donnant aux coefficients les valeurs :

$$m' = 15.10^{-4}, \qquad n' = 4.10^{-6}, \qquad p' = 183.10^{-10};$$

mais il est préférable de s'en tenir à la formule (15 *bis*).

Simplification de l'étude d'un gaz. — En possession de ces formules, qui ont l'avantage bien connu de corriger dans une certaine mesure les erreurs accidentelles des expériences, on peut se borner pour le calcul des divers coefficients relatifs à la compressibilité d'un gaz, à considérer *deux déterminations* seulement de l'expression $\frac{PV}{1 + \alpha t}$ pour des pressions aussi différentes que possible et des *températures très voisines, sinon identiques* (¹), chacune d'elles étant formée de plusieurs séries d'observations bien concordantes.

En effet, d'une part, la formule (14) dispense d'une troisième détermination ayant pour but de faire connaître b, et, d'autre part, on calcule la variation de z pour une variation de température δT (de part et d'autre d'une certaine température moyenne T) au moyen de la formule facile à trouver :

$$(19) \qquad \delta z = -\frac{\delta T}{T}[405{,}6\chi^4 - 660\chi^3 + 532\chi^2 - 119\chi].$$

On en déduit, par exemple, la variation par degré de $\mathcal{A}_\pi$ (en millionièmes) :

$$(20) \qquad \delta_\circ \mathcal{A} = -\frac{405{,}6\chi^4 - 660\chi^3 - 532\chi^2 - 119\chi}{\pi.T.10^{-2}}.$$

(¹) Cette condition est imposée par la connaissance très imparfaite du coefficient de dilatation α. Je donnerai, dans un prochain article, un tableau comprenant plusieurs séries de ces coefficients ; mais il faudrait connaître ici α pour chaque gaz étudié, pour chaque température t et pour chaque pression P. Le calcul est facile, mais fastidieux.

Il faut remarquer d'ailleurs que, si la température t était tout à fait invariable, la connaissance de α deviendrait inutile.

On tiendra compte, bien entendu, des observations faites à propos de ε et u, si l'on s'aperçoit après coup que le gaz étudié n'appartient pas à la série normale, pour laquelle nos diverses formules sont établies.

Données numériques. — Avant de passer à la description détaillée des expériences, je vais donner le tableau, pour les gaz dont les données critiques sont aujourd'hui connues, des divers coefficients que j'ai été amené à calculer.

θ est la température critique centigrade.

Les $\mathcal{A}$ et A sont multipliés par 10^6, les b par 10^8.

	Données critiques.		Compressibilité à 0°.					Compressibilité à 100°.		
Gaz	$\theta°$	π^{atm}	ε	$_0\mathcal{A}_\pi$	b	A_π^{76}	A_{76}^{152}	ε	b	A_{76}^{104}
H	−234	20	»	−6	»	−6	−6	»	»	−11
Az	−146	35	1,6	+5	»	+5	+5	0	»	0
CO	−139,5	35,5	2,2	6	»	6	6	0,03	»	0
O	−118,8	50,8	5	10	»	10	10	0,5	»	2
AzO	−93,5	71,2	10	14	»	14	14	2	»	3
C^2H^4	+10	51	52	101	3	102	105	17	»	33
CO^2	+31	77	67	87	5	87	91	22	»	29
Az^2O	36,4	73,1	71	98	6	98	103	23	»	32
C^2H^2	37	67	72	107	7	108	114	24	»	36
HCl	52,2	83	86	103	7	102	107	28	»	34
Cy	124	61,7	186	301	34	306	336	57	4	94
$(CH^3)^2O$	129,6	59	197	333	40	340	377	60	5	104
CH^3AzH^2	155	72	252	350	34	351	378	74	7	106
SO^2	155,6	78,9	253	321	29	320	342	75	6	97
$(CH^3)^3Az$	160,5	41	266	650	110	688	810	78	23	213
$(CH^3)^2AzH$	163	56	273	487	60	500	557	80	13	152
CH^4	−81,8	54,9	14	26	»	26	26	3,4	»	6
C^2H^6	+35	45,2	81	180	16	183	202	27	»	59
AzH^3	131	113	231	205	13	200	205	70	2	61
CH^3Cl	141,5	73	257	352	22	353	370	77	3	106
PH^3	52,8	64	73	114	9	115	123	24	»	37
H^2S	100	90	122	136	11	135	141	38	0	42
Cl	146	93,5	195	210	17	217	217	57	3	61

(*A suivre.*)

DE LA VARIATION D'ÉNERGIE DANS LES TRANSFORMATIONS ISOTHERMES. DE L'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE;

Par H. PELLAT.

En dehors de l'étude de la Thermodynamique proprement dite, quand on évalue la variation d'énergie d'un système, on néglige habituellement de préciser la nature exacte de la transformation. Le plus souvent, les phénomènes se passent avec une lenteur suffisante pour que la température du système reste sensiblement égale à la température ambiante et on peut admettre, sans erreur sensible, que la transformation est isotherme. Mais, tout en admettant implicitement que la transformation est isotherme, on admet aussi implicitement qu'elle est adiabatique, car, dans l'évaluation de l'énergie, on ne tient compte que du travail des forces extérieures et l'on néglige la quantité de chaleur prise ou cédée au milieu ambiant. C'est là une faute. Elle a presque toujours été commise, en particulier dans l'application du principe de la conservation de l'énergie aux phénomènes électriques, si l'on excepte le cas du phénomène Peltier et du phénomène Thomson, où les quantités de chaleur mises en jeu n'ont pu être négligées, puisqu'elles constituent l'essence même du phénomène.

Je me propose d'indiquer ici, d'une façon générale, la valeur de la variation d'énergie dans les phénomènes isothermes, d'où il résultera que l'évaluation habituelle est souvent inexacte. Je montrerai ensuite la manière de modifier les raisonnements pour arriver aussi simplement au résultat en vue, en se passant de l'évaluation, de l'énergie, qui n'a dans beaucoup de cas qu'un intérêt secondaire.

I. — Supposons un système, siège d'une transformation réversible qui ne reçoit du milieu extérieur ou ne lui fournit que de la chaleur et du travail (c'est le cas de tous les phénomènes dans lesquels, habituellement, on n'envisage que le travail des forces extérieures). Désignons par T la température thermodynamique du système, et par x une autre variable dont dépend son état.

Soit:

$$(1) \qquad dQ = a dT + b dx,$$

l'expression de la quantité de chaleur mise en jeu dans une trans-

formation élémentaire. Soit, d'autre part,

$$(2) \qquad dW = hdT + kdx,$$

l'évaluation du travail mis en jeu. Il en résulte, pour les différentielles de l'énergie et de l'entropie, les expressions

$$(3) \qquad dU = JdQ - pdW = (Ja - h)\,dT + (Jb - k)\,dx;$$

$$(4) \qquad dS = \frac{dQ}{T} = \frac{a}{T}\,dT + \frac{b}{T}\,dx.$$

En écrivant que dU et dS sont des différentielles exactes pour appliquer les deux principes de la Thermodynamique, on obtient :

$$(5) \quad J\frac{\partial a}{\partial x} - \frac{\partial h}{\partial x} = J\frac{\partial b}{\partial T} - \frac{\partial k}{\partial T};\ \text{d'où : } \frac{\partial a}{\partial x} - \frac{\partial b}{\partial T} = -\frac{1}{J}\left(\frac{\partial k}{\partial T} - \frac{\partial h}{\partial x}\right);$$

$$(6) \qquad \frac{1}{T}\frac{\partial a}{\partial x} = \frac{1}{T}\frac{\partial b}{\partial T} - \frac{b}{T^2};\quad \text{d'où : } \quad \frac{\partial a}{\partial x} - \frac{\partial b}{\partial T} = -\frac{b}{T}$$

On tire de là par élimination :

$$(7) \qquad b = \frac{T}{J}\left(\frac{\partial k}{\partial T} - \frac{\partial h}{\partial x}\right),$$

c'est la formule bien connue de Clapeyron, sous une forme plus générale.

On voit que, si le travail n'est pas indépendant de la manière dont on passe de l'état initial à l'état final, dW n'étant pas une différentielle exacte, en général, $\frac{\partial k}{\partial T} - \frac{\partial h}{\partial x}$ est différent de zéro, et il en est de même de b. Or bdx représente, d'après (1), la quantité de chaleur mise en jeu dans une transformation élémentaire isotherme : elle n'est nulle qu'exceptionnellement.

La variation d'énergie dU_T dans une pareille transformation est donc donnée, d'après (3) et (7), par :

$$(8) \qquad dU_T = \left[T\left(\frac{\partial k}{\partial T} - \frac{\partial h}{\partial x}\right) - k\right] dx,$$

et non par $-kdx$, comme on l'écrit le plus souvent, en considérant b comme nul.

II. — Pour montrer quelle peut être la grandeur de l'erreur commise ainsi, je citerai l'exemple de l'énergie d'un système électrisé.

Prenons, comme système, un condensateur formé d'un diélectrique solide dont les faces opposées sont métallisées pour constituer les armatures A et B ; c'est le cas des condensateurs usuels. Soit C la capacité électrique de ce condensateur : c'est une fonction de la température T, tant à cause de la dilatation qu'à cause de la variation avec la température du pouvoir inducteur spécifique du diélectrique.

Supposons qu'à l'aide d'un replenisher infiniment petit et convenablement disposé, on fasse passer infiniment lentement une charge positive dM de l'armature négative B sur l'armature positive A. Soit à ce moment M la valeur absolue de la charge de chaque armature, et V leur différence de potentiel ; le travail des forces extérieures $-d$W, nécessaires pour vaincre les forces électriques, est, comme on le sait, donné par :

$$(9) \qquad -dW = VdM = \frac{M}{C}\, dM.$$

Il se peut qu'il faille, en même temps qu'on augmente la charge, fournir au système ou lui enlever une certaine quantité de chaleur, pour maintenir sa température constante ; je représenterai par bdM cette quantité de chaleur. Si maintenant, en laissant la charge M constante, on élève de dT la température, il faudra fournir au système une quantité de chaleur adT ; quant au travail des forces extérieures dans cette seconde transformation, il est nul, puisqu'aucune force extérieure n'agit sur le système (1). Pour l'ensemble de ces deux transformations réversibles, il faut donc mettre en jeu une quantité de travail dW donnée par (9) et une quantité de chaleur donnée par :

$$(10) \qquad dQ = adT + bdM$$ (2).

On voit que la variable représentée ci-dessus par x est ici M, et qu'en comparant (2) et (9) on a :

$$(11) \qquad h = 0, \qquad k = -\frac{M}{C}.$$

(1) Ce sont, en effet, des forces *intérieures* au système qui font équilibre aux attractions électriques qui s'exercent entre les armatures, dans le cas supposé d'un diélectrique solide.

(2) Cet article était déjà à l'impression quand j'ai reconnu que M. Vaschy, dans son *Traité d'Électricité et de Magnétisme* (t. Ier, pp. 125-127), avait tenu compte de la quantité de chaleur absorbée par la charge isotherme d'un condensateur et donné une formule identique à celle qu'on peut déduire de la formule générale (7).

On obtient donc, d'après (8), pour la variation élémentaire d'énergie à température constante dU_T du système :

$$(12) \qquad dU_T = \left(T \frac{M}{C^2} \frac{dC}{dT} + \frac{M}{C}\right) dM = \frac{1}{C}\left(1 + \frac{T}{C}\frac{dC}{dT}\right) MdM;$$

Ce qui donne, pour la variation finie d'énergie du système à température constante (quand la charge passe de 0 à M), en admettant par approximation que C est indépendant de M :

$$(13) \qquad \Delta U_T = \frac{M^2}{2C}\left(1 + \frac{T}{C}\frac{dC}{dT}\right) = \frac{1}{2} MV \left(1 + \frac{T}{C}\frac{dC}{dT}\right).$$

En l'absence de définition spéciale, on ne peut entendre l'expression « énergie électrique » que comme l'excès d'énergie que présente le système dans l'état électrisé sur l'état non électrisé, toutes les autres conditions, la température en particulier, restant les mêmes. On voit que l'énergie électrique ainsi définie n'est pas égale à $\frac{1}{2}$ MV, comme on l'admet généralement, mais à $\frac{1}{2} MV \left(1 + \frac{T}{C}\frac{dC}{dT}\right)$ qui en diffère si C dépend de la température ; or il est rare qu'il en soit indépendant.

Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur du terme négligé, calculons $\frac{T}{C}\frac{dC}{dT}$.

Si le pouvoir inducteur spécifique ne variait pas avec la température, les capacités de deux systèmes géométriquement semblables étant proportionnelles aux dimensions homologues, on aurait, en appelant λ le coefficient de dilatation linéaire du diélectrique :

$$\frac{C + dC}{C} = \frac{1 + \lambda dT}{1}.$$

Mais, si le pouvoir inducteur spécifique K varie avec la température, on a :

$$\frac{C + dC}{C} = \frac{1 + \lambda dT}{1} \cdot \frac{K + dK}{K},$$

d'où :

$$\frac{T}{C}\frac{dC}{dT} = \left(\lambda + \frac{1}{K}\frac{dK}{dT}\right) T.$$

Pour la paraffine, $\lambda = 0{,}000\,28$; dans l'ignorance de la valeur

de $\frac{dK}{dT}$, négligeons ce terme. Prenons $T = 273 + 17 = 290$. On a :

$$\frac{T}{C}\frac{dC}{dT} = 0{,}000\,28 \times 290 = 0{,}081.$$

Ainsi l'erreur relative est supérieure à 0,08; ce n'est pas négligeable.

Si l'on décharge un pareil condensateur, la quantité totale d'énergie calorifique créée, équivalente à l'énergie électrique, est

$$\frac{1}{2}\,MV + \frac{1}{2}\,MV\frac{T}{C}\frac{dC}{dT}.$$

Cette dernière partie $\left(\frac{1}{2}\,MV\,\frac{T}{C}\,\frac{dC}{dT}\right)$, dépendant des propriétés du diélectrique, doit probablement être créée dans le diélectrique même; il resterait alors $\frac{1}{2}MV$ pour l'énergie calorifique créée dans le circuit qui joint les armatures, comme on l'a toujours admis.

Un raisonnement semblable au précédent montre que, si une enceinte conductrice renferme différents conducteurs présentant des excès de potentiel sur l'enceinte et des charges désignés d'une façon générale par V et M, le tout formant un ensemble rigide, l'énergie électrique du système est représentée par

$$\Delta U_T = \frac{1}{2}\,\Sigma MV - \frac{T}{2}\,\frac{\partial\,(\Sigma MV)}{\partial T},$$

les charges données M étant indépendantes de la température, mais les excès de potentiel V en dépendant généralement.

III. — Souvent, dans les transformations isothermes que nous venons de considérer, on n'invoque la notion d'énergie que pour avoir une grandeur fonction des variables qui caractérisent l'état du système. Or il est à remarquer que le travail des forces extérieures (que l'on prend à tort pour la variation d'énergie) est précisément dans ce cas, si toutefois les transformations sont réversibles. En effet, on sait que, dans une transformation isotherme réversible

fermée, le travail des forces extérieures est nul. Si donc la transformation isotherme réversible n'est pas fermée, le travail des forces extérieures ne dépend que de l'état initial et de l'état final ; c'est une fonction des variables qui caractérisent l'état du système. Il était nécessaire de rappeler ici cette propriété bien connue.

Il résulte de là que, dans bien des raisonnements où l'on emploie l'énergie mal évaluée, il n'y aura qu'à substituer au mot « variation d'énergie », celui de « travail des forces extérieures », et que la conclusion subsistera. Il n'en est pas toujours ainsi pourtant, comme nous venons de le voir à propos de la chaleur créée par la décharge d'un système électrisé.

IV. — Dans un mémoire sur *l'Électrostatique non fondée sur les lois de Coulomb*, paru dans les *Ann. de Chim. et de Phys.* (1), et résumé dans ce Recueil (2), j'avais jugé utile de rendre explicite sous le nom de *Principe des modifications infiniment lentes*, une proposition admise jusqu'alors implicitement dans beaucoup de raisonnements faits en électrostatique, à savoir que, « si l'on vient à déformer infiniment lentement un système électrisé de température uniforme de façon que chaque partie homogène des conducteurs conserve la même charge, ou s'il vient à se produire un transport infiniment lent d'électricité entre conducteurs homogènes et de même nature, aucune quantité de chaleur n'est créée ni détruite dans le système ». On voit, d'après ce qui précède, qu'on ne saurait continuer à admettre une semblable proposition. C'est en énonçant les sous-entendus qu'on peut s'apercevoir des inexactitudes d'un raisonnement.

A part l'erreur à laquelle conduit cette proposition dans l'évaluation de l'énergie d'un système électrisé, sur laquelle je viens d'insister, elle n'a conduit à aucune autre erreur dans le mémoire précité. Les quelques autres théorèmes pour lesquels elle a été invoquée peuvent s'établir aisément et correctement par la considération du travail des forces extérieures dans les transformations isothermes réversibles, comme je viens de l'expliquer. Tel est, en particulier, le théorème sur *les déformations d'un condensateur* (§ 41), qui m'a servi à établir *a priori* les formules donnant la valeur de la force élec-

---

(1) *Annales de Phys. et de Chimie*, 7e série, t. IV ; mai 1895.
(2) *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, pp. 244 et 525 ; 1896.

trique agissant sur un diélectrique non électrisé placé dans un champ électrique, formules que j'ai vérifiées ensuite par l'expérience [1].

SUR L'ÉNERGIE ET LES PHÉNOMÈNES ÉLECTRIQUES DE CONTACT ;

Par MM. PELLAT et SACERDOTE.

Imaginons un condensateur plan, formé de deux plateaux de métaux différents MM' réunis par un fil métallique *mm'*, le tout placé dans le vide ; par suite de la différence de potentiel au contact *v*, les

---

(1) Voici, à titre d'exemple, cette démonstration très simple : Je supposerai les transformations suivantes faites à une même température et infiniment lentement, les forces électriques étant équilibrées à un infiniment petit près par des forces extérieures ; quant aux autres forces qui peuvent agir sur le système, telles que les forces de pesanteur, je les supposerai parfaitement équilibrées par d'autres forces de façon à n'avoir à tenir compte que des travaux des forces extérieures équilibrant les forces électriques. Dans ces conditions ces transformations sont réversibles.

Considérons un condensateur dans un premier état n° 1 où il n'est pas chargé et possède une certaine capacité C_1. Chargeons le condensateur ; les forces extérieures qui équilibrent les forces électriques accomplissent, comme on le sait, un travail égal à $\frac{1}{2}\frac{M^2}{C_1}$, en désignant par M la valeur absolue de la charge de chaque armature. Déformons alors ce condensateur, par exemple en déplaçant une armature ou un diélectrique, mais en laissant sa charge M constante ; soit $-\mathcal{T}$ le travail des forces extérieures équilibrant les forces électriques, $\mathcal{T}$ représentant le travail de ces forces. L'ensemble des deux transformations successives fait passer le condensateur de l'état n° 1 à un état n° 2 où il possède une charge M et une capacité C_2, le travail fourni étant égal à $\frac{1}{2}\frac{M^2}{C_1} - \mathcal{T}$. Reprenons le condensateur dans l'état n° 1 et déformons-le d'abord, de façon à donner à ses diverses parties la forme et la position qu'elles ont dans l'état n° 2 ; puisque le condensateur n'est pas chargé, aucune force électrique n'existe, et ce changement de forme n'exige aucun travail. Chargeons alors le condensateur en lui communiquant la même charge M que dans le premier cas ; le travail des forces extérieures équilibrant les forces électriques est alors $\frac{1}{2}\frac{M^2}{C_2}$, et nous aurons amené le condensateur dans l'état n° 2. Puisque toutes ces transformations sont isothermes et réversibles, on a :

$$\frac{1}{2}\frac{M^2}{C_2} = \frac{1}{2}\frac{M^2}{C_1} - \mathcal{T}; \qquad \text{d'où :} \quad \mathcal{T} = \frac{M^2}{2}\left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2}\right)$$

Si la transformation à laquelle correspond le travail $\mathcal{T}$ est infiniment petite, on a :

$$d\mathcal{T} = \frac{M^2}{2C^2}\,dC = \frac{V^2}{2}\,dC,$$

V étant la différence de potentiel des armatures. C. Q. F. D.

armatures ont des charges :

$$\pm q = \pm \frac{S}{4\pi e} v,$$

en désignant par S la surface des plateaux, et par e leur distance.

Faisons croître et décroître périodiquement la distance e (dans des limites suffisamment faibles pour qu'elle reste toujours infiniment petite par rapport aux dimensions des armatures).

A ces variations périodiques de capacité correspondront dans le fil des courants alternatifs, d'où dégagement de chaleur par l'effet Joule.

Nous nous proposons de montrer que cette énergie dégagée équivaut intégralement au travail dépensé pour produire ces variations de capacité, le contact n'a nullement à intervenir pour fournir de l'énergie, et, par suite, il est inutile d'imaginer, comme on l'a souvent fait dans ce but, des actions chimiques, se produisant au contact des deux métaux ou de ceux-ci avec le diélectrique.

Faisons, en effet, décrire à notre condensateur le cycle fermé suivant (nous supposerons que les attractions électriques sont constamment compensées par des forces extérieures au système, et c'est de celles-ci que nous considérerons le travail) :

1° *On coupe les fils quelque part en $\mu\mu'$, et on éloigne les plateaux à la distance $e + \Delta e$.*

Le travail $\mathfrak{E}_1$, à fournir pour cette séparation, est :

$$(1) \qquad \mathfrak{E}_1 = 2\pi\sigma^2 S\,\Delta e = 2\pi\,\frac{q^2}{S}\,\Delta e = \frac{Sv^2}{8\pi e^2}\,\Delta e,$$

en désignant par σ la densité électrique superficielle ; les charges sont restées constantes $\pm q$, et la différence de potentiel des armatures est devenue :

$$v + \Delta v = v\,\frac{e + \Delta e}{e}, \qquad \text{ou} \qquad \Delta v = v\,\frac{\Delta e}{e}.$$

2° *On rétablit la communication en $\mu\mu'$.* — Il se produit une décharge partielle qui ramène la différence de potentiel de $v + \Delta v$ à v, d'où, d'après l'effet Joule, dégagement de chaleur W_1 (évalué en énergie) donné par :

$$W_1 = \int r i^2 dt,$$

en désignant par r la résistance du fil qui joint les plateaux, et par i

l'intensité du courant au temps t. Or, en désignant par L l'inductance du fil, et par V la différence de potentiel au temps t, on a :

$$L\frac{di}{dt} + ri = V - v,$$

d'où, en multipliant les deux membres par $idt = -\frac{SdV}{4\pi(e+\Delta e)}$, en intégrant pour toute la durée de la décharge et en remarquant que $\int Ldi = o$, on a :

$$\int ri^2dt = -\int_{v+\Delta v}^{v}(V-v)\frac{SdV}{4\pi(e+\Delta e)},$$

d'où :

$$W_1 = \frac{S(\Delta v)^2}{8\pi(e+\Delta e)} = \frac{Sv^2}{8\pi(e+\Delta e)}\left(\frac{\Delta e}{e}\right)^2,$$

il reste sur le plateau les charges $\frac{\pm Sv}{4\pi(e+\Delta e)} = \pm q\frac{e}{e+\Delta e}$.

3° *On rompt les communications $\mu\mu'$ et on rapproche les plateaux à la distance e.*

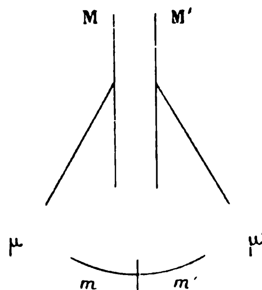


Fig. 1.

Le travail correspondant, obtenu par un calcul identique à celui de la première phase du cycle, est :

$$\mathfrak{T}_2 = -\frac{Sv^2}{8\pi(e+\Delta e)^2}\Delta e;$$

pendant ce rapprochement des armatures, leur différence de potentiel est descendue de v à $v\frac{e}{e+\Delta e}$.

4° *On rétablit la communication* $\mu\mu'$: le condensateur se recharge jusqu'à ce que la différence de potentiel des plateaux soit redevenue v ; soit W_2 l'énergie calorifique dégagée pendant ce temps dans le circuit par suite de l'effet Joule, elle est donnée d'après le raisonnement fait ci-dessus par :

$$(4) \qquad W_2 = -\int_{v\frac{e}{e+\Delta e}}^{v} (V - v)\frac{S}{4\pi e}\,dV = \frac{Sv^2}{8\pi e}\left[1 - \frac{e}{e+\Delta e}\right]^2;$$

le système est revenu à l'état initial.

Travail total fourni :

$$\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_1 + \mathfrak{T}_2 = \frac{Sv^2}{8\pi e^2}\Delta e\left[1 - \left(\frac{e}{e+\Delta e}\right)^2\right] = \frac{Sv^2\Delta e^2\,(2e+\Delta e)}{8\pi e^2\,(e+\Delta e)^2}.$$

Énergie calorifique dégagée :

$$W = W_1 + W_2 = \frac{Sv^2}{8\pi\,(e+\Delta e)}\left(\frac{\Delta e}{e}\right)^2 + \frac{Sv^2}{8\pi e}\left[1 - \frac{e}{e+\Delta e}\right]^2 = \frac{Sv^2\Delta e^2\,(2e+\Delta e)}{8\pi e^2\,(e+\Delta e)^2},$$

d'où :

$$\mathfrak{T} = W.$$

Remarquons que l'énergie calorifique totale, dégagée en vertu de l'effet Peltier par les deux courants de sens contraire, est nulle puisqu'il a passé des quantités d'électricité égales et en sens contraire ; c'est pourquoi nous n'en avons pas tenu compte.

Ajoutons, pour terminer, que : étant donné le système de deux plateaux MM' munis chacun d'un fil métallique mm' et d'abord non électrisé, au *moment où l'on établit le contact mm', le phénomène de charge du condensateur est accompagné d'une diminution de l'énergie du système*, diminution équivalente à la chaleur dégagée en vertu de l'effet Joule qui se produit à cet instant dans le circuit, l'effet Peltier étant négligeable devant l'effet Joule.

On voit par là qu'un système électrisé, quand les métaux qui le constituent ne sont pas de même nature, peut avoir une énergie moindre, toutes les autres conditions restant les mêmes, que lorsqu'il n'est pas électrisé ; l'expression $\frac{1}{2}\Sigma MV$, pour représenter l'accroissement d'énergie que prend un système par la charge, n'est donc

rigoureusement exacte que dans le cas où les métaux sont de même nature et encore sous les réserves que l'un de nous a indiquées récemment [1].

THÉORIE GÉOMÉTRIQUE DE LA DIFFRACTION A L'INFINI DES ONDES PLANES PAR UN ÉCRAN PERCÉ DE FENTES PARALLÈLES;

Par M. G. SAGNAC.

La composition géométrique des vibrations diffractées, faite d'après la règle de Fresnel, fournit ici des arcs de cercle [2]. Rappelons ce résultat :

Une bande élémentaire de largeur ds, découpée en M (*fig.* 1) sur l'onde plane OM, envoie dans la direction MH une vibration dont l'amplitude peut être représentée par ds et qui est en retard, sur la vibration diffractée suivant OX, de la phase :

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}\,\overline{MH} = \frac{2\pi s \sin\theta}{\lambda};$$

λ est la longueur d'onde de la lumière supposée monochromatique

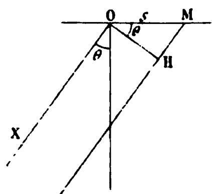


Fig. 1.

Pour composer les vibrations envoyées dans une même direction θ par les bandes élémentaires successives de l'onde plane, il faut porter bout à bout des éléments de longueur égaux ds, chacun faisant avec le précédent un même angle :

$$d\alpha = \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda}\,ds.$$

---

(1) Voir ci-dessus, p. 48.

(2) Bouty, Premier supplément au *Cours de Physique* de Jamin et Bouty, p. 148.

Cette construction définit une circonférence de rayon [1] :

$$R = \frac{ds}{d\alpha} = \frac{\lambda}{2\pi \sin \theta}.$$

Cas d'une seule fente. — Les divers éléments ds de la largeur a de la fente forment sur la circonférence de rayon $\overline{CO} = R$ (*fig.* 2) un arc OAF de longueur a. La corde de cet arc définit par sa longueur l'amplitude $\overline{OF}$ et, par sa direction, la phase $\widehat{Fox}$ de la vibration diffractée par la fente dans l'azimuth θ. — On a $\widehat{Fox} = \frac{1}{2}\widehat{FTx}$. Le retard δ de la vibration résultante $\overline{OF}$ sur une vibration v_0 issue d'un bord O de la fente est donc la moitié du retard $\Delta = a \sin \theta$ d'une vibration v_F issue du bord opposé. La vibration résultante $\overline{OF}$ a même phase qu'une vibration v_A issue du milieu de la fente.



Fig. 2.

Deux problèmes bien distincts se posent :

1° *On observe dans une direction fixe* θ, et l'on fait varier la largeur a de la fente. Le point F se déplace alors, sur la circonférence OAFJ. Le maximum $\overline{OI}$ de l'amplitude diffractée correspond

(1) Ce mode de raisonnement est celui que M. Cornu a employé dans son étude géométrique de la diffraction des ondes cylindriques (*Journal de Physique*, 1re série, t. III, p. 5; 1874).

à $\widehat{\mathrm{F}Ox} = (2q-1)\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire à $\Delta = (2q-1)\frac{\lambda}{2}$; les vibrations v_0 et v_1 issues des deux bords de la fente ont alors des phases opposées.

L'amplitude $\overline{\mathrm{OF}}$ passe, au contraire, par un minimum et s'annule quand $\widehat{\mathrm{F}Ox} = q\pi$, c'est-à-dire quand $\Delta = q\lambda$; les vibrations v_0 et v_1 ont alors même phase.

2° *On laisse invariable la largeur a de la fente*, et l'on observe dans les différents azimuths θ. Il faut alors enrouler la longueur constante $\overline{\mathrm{OF}_0} = a$ sur des circonférences C, dont les rayons varient depuis l'infini (droite Ox, pour $\theta = 0$) jusqu'à $\frac{\lambda}{2\pi}$ $\left(\text{petit cercle, pour } \theta = \frac{\pi}{2}\right)$. Le point F décrit ainsi une courbe $\mathrm{F_0FOF_1OF_2}$, ..., formée de spires rentrant chacune dans la précédente, toutes tangentes en O à la droite Ox. Si la demi-courbe figurée correspond aux azimuths θ situés à gauche de la normale à l'onde, les azimuths de droite correspondent à une seconde moitié de courbe symétrique de la précédente par rapport à Ox.

Ici encore les maximum de $\overline{\mathrm{OF}}$ sont nuls et ont lieu pour $\Delta = q\lambda$. Mais, comme R va en diminuant, les valeurs des maximum sont rapidement décroissantes ; les valeurs correspondantes de Δ sont inférieures à $(2q-1)\frac{\lambda}{2}$ et s'en rapprochent rapidement.

L'amplitude de la vibration diffractée par la fente dans la direction θ a pour valeur, d'après la *fig.* 2 :

$$\rho = \overline{\mathrm{OF}} = 2\overline{\mathrm{OM}} = 2\overline{\mathrm{CO}} \sin \widehat{\mathrm{OCA}} = 2\mathrm{R} \sin \frac{a}{2\mathrm{R}}$$

ou, d'après la valeur de R :

$$\rho = \overline{\mathrm{OF}} = \frac{\lambda}{\pi \sin \theta} \sin \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}.$$

Le retard de phase de $\overline{\mathrm{OF}}$, par rapport à v_0, est :

$$\omega = \widehat{\mathrm{FO}x} = \widehat{\mathrm{OCA}} = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}.$$

On a, entre l'amplitude ρ et la phase ω, la relation : $\rho = a \frac{\sin \omega}{\omega}$ qui permet de discuter le problème par le calcul. C'est l'équation en

coordonnées polaires de la courbe dont la *fig.* 2 représente une moitié.

Cas de plusieurs fentes. — Pour la direction de diffration θ, on porte bout à bout, sur la circonférence de rayon $\overline{OC} = R = \frac{\lambda}{2\pi \sin\theta}$ (*fig.* 3), les arcs OF_1, $F_1F'_1$, $F_2F'_2$, ..., égaux alternativement aux largeurs a_1, a_2, ..., des *fentes* successives et aux largeurs b_1, b_2, ..., des *intervalles opaques* qui les séparent.

Les vibrations diffractées par les fentes sont les cordes des arcs a. On les compose géométriquement en construisant le polygone $Of_1f_2f_3...f_n$, dont la résultante Of_n est la vibration diffractée par l'ensemble des fentes [1] dans la direction θ.



Fig. 3.

Réseaux. — Les fentes ont ici une même largeur a et sont séparées par des intervalles opaques de même largeur b. La ligne polygonale $Of_1f_2f_3...f_n$, formée avec les cordes des arcs a, est régulière et, par suite, inscriptible dans une circonférence de rayon $\overline{cO} = r$ (*fig.* 3).

Maximum principaux et maximum secondaires. — Quand

$$a + b = 2p\pi R = \frac{p\lambda}{\sin\theta},$$

(1) D'après cette construction on calcule facilement la vibration diffractée dans l'azimuth θ par un système de deux fentes, par exemple. Pour le cas où les vibrations issues de l'une des deux fentes sont retardées par une lame de substance isotrope, voir : E. Bichat, *Sur le calcul des franges de Talbot* (*Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève*, t. XXVI, p. 1).

les arcs successifs $(a + b)$ commencent et finissent tous en O ; les N cordes des arcs a sont superposées en OF_1, et leur résultante $N\overline{Of_1}$ s'obtient en les portant bout à bout sur une même droite qui est le développement de la ligne polygonale $Of_1f_2 \dots f_n$.

Cette ligne polygonale, au contraire, se ferme en O [1], et l'intensité de la lumière diffractée s'annule quand :

$$N(a + b) = 2h\pi R = \frac{h\lambda}{\sin\theta_h},$$

h désignant un nombre entier. Entre deux directions θ_p et θ_{p+1}, dites *principales*, il y a ainsi $(N - 1)$ directions θ_h de *minimum nuls*, qu'on obtient en donnant à h les valeurs : $pN + 1, pN + 2, \dots, pN + (N - 1)$.

Par suite, l'intensité descend d'autant plus rapidement à zéro, au voisinage de θ_p, et il correspond à chaque direction θ_p un *maximum principal* [2] d'autant mieux défini que le nombre N des fentes du réseau est plus considérable. Il existe bien $(N - 2)$ maximum alternant avec les $(N - 1)$ minimums nuls ; mais, pour ces *maximum secondaires*, l'amplitude $\overline{Of_q}$ (*fig.* 3), au plus égale à $2r$, est comparable à OF_1, c'est-à-dire à la N^{me} partie seulement de l'amplitude d'un maximum principal, ce qui fait pour l'intensité la millionième partie seulement quand on emploie, par exemple, un réseau au $\frac{1}{100^e}$ de millimètre dont la largeur perpendiculairement aux traits est de 1 centimètre.

L'amplitude vibratoire relative au p^{me} maximum principal a pour expression :

$$N\overline{OF_1} = \frac{N\lambda}{\pi \sin\theta_p} \sin\frac{\pi a \sin\theta_p}{\lambda} = \frac{N(a + b)}{p\pi} \sin p \frac{a}{a + b}\pi.$$

---

(1) Bouty, *loc. cit.*

(2) Le p^{me} maximum principal correspondrait exactement à la direction θ_p, si le rayon R de la circonférence C (*fig.* 3) demeurait constant. Comme $R = \frac{\lambda}{2\pi \sin\theta}$ diminue quand θ augmente, le maximum principal correspond à un angle θ_m un peu inférieur à θ_p. Les directions θ_h donnent au contraire rigoureusement les minimums nuls. Les azimuths, exact θ_m, et approché θ_p, d'un maximum principal sont nécessairement compris tous deux entre les azimuths de deux minimum nuls consécutifs. La différence $(\theta_p - \theta_m)$ est donc très faible quand le nombre N des traits du réseau est grand. La précision de la formule croît ainsi en même temps que la bonne définition de l'image principale d'ordre p, c'est-à-dire en même temps que le pouvoir séparateur du réseau.

La lumière incidente qui couvre la largeur $N(a+b)$ du réseau correspond à l'amplitude $N(a+b)$, et son intensité peut se représenter par :

$$I = N^2(a+b)^2.$$

La lumière qui forme l'image centrale correspond à l'amplitude Na ; son intensité I_0 satisfait à :

$$\frac{I_0}{I} = \left(\frac{a}{a+b}\right)^2.$$

L'intensité de la lumière diffractée dans le p^{me} maximum principal est à l'intensité I de la lumière incidente dans le rapport :

$$\frac{I_p}{I} = \frac{N^2\overline{OF_1}^2}{N^2(a+b)^2} = \frac{1}{p^2\pi^2}\sin^2 p\frac{a}{a+b}\pi.$$

L'*influence du rapport* $\frac{a}{b}$ se voit sur ces formules. Le p^{me} maximum est aussi brillant que possible, et l'on a : $\frac{I_p}{I} = \frac{1}{p^2\pi^2}$, quand

$$\frac{a}{a+b} = \frac{2q-1}{2p},$$

q pouvant être égal indifféremment à 1, 2, ... ou $(p-1)$.

Les maximum d'ordre $2p$, $4p$, ..., sont alors éteints. On retrouve le même résultat en exprimant que la vibration $\overline{OF_1}$ (*fig.* 3) diffractée par une fente du réseau prend sa valeur maximum OJ.

En particulier, le premier maximum est aussi brillant que possible quand $a = b$, puisque $p = 1$ entraîne $q = 1$. La *fig.* 3 le montre directement puisque le premier maximum est défini par $a + b = 2\pi R$ et que $\overline{OF_1}$ est le plus grand possible quand F_1 vient en J, c'est-à-dire quand $a = \pi R$. Ici les maximum d'ordre pair disparaissent ; les intensités des maximum d'ordre impair $(2j-1)$ sont reliées par $\frac{I_{2j-1}}{I} = \frac{1}{(2j-1)^2\pi^2}$. Le troisième maximum principal est donc 9 fois moins intense que le premier. Celui-ci, qui est favorisé, renferme $\frac{1}{\pi^2}$, c'est-à-dire plus de $\frac{1}{10}$, de l'intensité incidente I et, comme $\frac{I_0}{I} = \frac{1}{4}$, plus des $\frac{2}{5}$ de l'intensité I_0 de l'image centrale [1].

---

[1] Si l'on veut séparer le plus possible deux radiations voisines, il y a avantage à observer un maximum principal très dévié. Mais en même temps que l'inten-

Construction des vibrations diffractées dans les divers maximum principaux. — Sur une circonférence de rayon

$$OC_1 = N.R_1 = \frac{N(a+b)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi},$$

l'arc N*a* définit une corde $O\varphi_1$ (*fig.* 4) qui représente la vibration du premier maximum. Il suffit d'enrouler la même longueur *a* sur les circonférences de rayons :

$$OC_2 = \frac{OC_1}{2}, \qquad OC_3 = \frac{OC_1}{3}, \qquad OC_4 = \frac{OC_1}{4}, \qquad \ldots, \qquad OC_p = \frac{OC_1}{p},$$

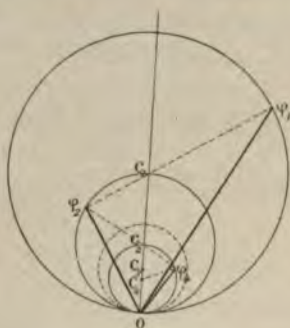


Fig. 4.

pour avoir, par les cordes successives du même arc *a*, les vibrations

sité on affaiblit la largeur du faisceau diffracté et, par suite, le pouvoir séparateur du réseau. On peut encore incliner le réseau; on voit aisément que, pour l'incidence i, on doit remplacer la différence de marche $(a+b)\sin\theta$ par $(a+b)(\sin\theta - \sin i)$ pour les spectres déviés du côté du réseau, θ étant compté à partir de la normale au plan du réseau. La déviation et la dispersion sont augmentées dans ces spectres comme si $(a+b)$ était diminué dans le rapport de $\sin\theta$ à $(\sin\theta - \sin i)$.

Si l'on veut avoir la plus grande partie du spectre visible tout entière à l'état de pureté, on ne peut aller au-delà du deuxième spectre. On rendra ce spectre aussi brillant que possible; pour cela il faut que : $\frac{a}{a+b} = \frac{2q-1}{4}$, ce qui donne

$$q = 1; \qquad \text{d'où :} \qquad \frac{a}{a+b} = \frac{1}{4} \qquad \text{et} \qquad \frac{b}{a} = 3;$$

ou :

$$q = 2; \qquad \text{d'où :} \qquad \frac{a}{a+b} = \frac{3}{4} \qquad \text{et} \qquad \frac{b}{a} = \frac{1}{3}.$$

Le fait que ces deux valeurs de $\frac{a}{a+b}$ ont une somme égale à l'unité résulte directement du théorème des écrans complémentaires.

$\overline{O\varphi_2}$, $\overline{O\varphi_3}$, $\overline{O\varphi_4}$, ..., diffractées dans les maximum d'ordre 2, 3, 4. En particulier, φ_2 est défini par l'intersection de la circonférence de rayon OC_2 avec le diamètre φ_1C_1 de la première circonférence; φ_3 est défini par la circonférence de rayon OC_3, et le diamètre φ_2C_2 de la circonférence précédente, etc...

Ces vibrations $\overline{O\varphi_p}$ ont, sur la *fig.* 4, des directions différentes; elles ont, par suite, des phases différentes (¹). Il y a exception quand $a = b$; les maximum impairs subsistent seuls dans ce cas et ont leurs vibrations suivant OJ; les amplitudes $\overline{O\varphi_{2j-1}}$ sont les diamètres OC des circonférences d'ordre impair, et l'on retrouve ce résultat déjà indiqué que les intensités lumineuses des maximum d'ordre $(2j-1)$ sont proportionnelles à $\frac{1}{(2j-1)^2}$. — Si aucune des images principales ne possède son intensité maximum, ces images s'annulent de $(2j-1)$ en $(2j-1)$ (en particulier de 3 en 3 dans le cas de la *fig.* 4), quand $a \sin \theta_{2j-1} = m\lambda$, ce qui donne $\frac{a}{a+b} = \frac{m}{2j-1}$.

Formule générale des réseaux. — La vibration Of_n, diffractée par le réseau suivant la direction quelconque θ, se calcule au moyen de la circonférence de rayon r circonscrite à la ligne polygonale régulière $Of_1f_2f_3 \ldots f_n$ (*fig.* 3).

Soit γ l'angle sous lequel la corde Of_n est vue du centre c de la circonférence r. On a :

$$\rho = \overline{Of_n} = 2\overline{On} = 2r \sin \frac{\gamma}{2}.$$

Reste à calculer r et γ.

Construisons le centre c au moyen des perpendiculaires m_1c, m_2c élevées sur les cordes Of_1 et f_1f_2 en leurs milieux. Nous avons la série d'angles égaux

$$\widehat{OcF_1} = \widehat{m_1cm_2} = \widehat{M_1CM_2} = \widehat{OCF_1} = \frac{a+b}{R}.$$

La circonférence R fournit la relation :

$$\overline{OF_1} = 2R \sin \frac{a}{2R},$$

(¹) La phase origine est celle d'une vibration issue d'un bord d'une fente; si l'on prenait pour origine le milieu d'une fente, les phases des vibrations diffractées dans les diverses directions seraient toujours identiques.

et la circonférence r donne de même :

$$\overline{Of_1} = 2r \sin \frac{\widehat{Ocf_1}}{2} = 2r \sin \frac{a+b}{2R}.$$

Identifions ces deux expressions d'une même corde ; il vient :

$$r = \frac{R \sin \frac{a}{2R}}{\sin \frac{a+b}{2R}}.$$

Maintenant on a : $p \doteq 2\pi - \widehat{NOcf_1} = 2\pi - N\frac{a+b}{R}$, à un nombre entier près de circonférences.

L'expression de $\overline{Of_n}$ est donc :

$$\rho = \overline{Of_n} = 2R \sin \frac{a}{2R} \frac{\sin N \frac{a+b}{2R}}{\sin \frac{a+b}{2R}}; \quad \text{ou, comme} \quad R = \frac{\lambda}{2\pi \sin \theta},$$

$$\rho = a \frac{\sin \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}}{\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}} \frac{\sin \frac{N\pi (a+b) \sin \theta}{\lambda}}{\sin \frac{\pi (a+b) \sin \theta}{\lambda}}.$$

C'est la formule classique qui s'établit analytiquement à l'aide d'intégrations et en faisant la somme d'une série de sinus ou de cosinus d'arcs en progression arithmétique. La méthode géométrique qui nous en a fourni une démonstration très simple nous a d'ailleurs donné *directement* la solution de toutes les questions fondamentales relatives aux réseaux diffringents (1).

---

(1) Les raisonnements faits supposent que la bande élémentaire ds de l'onde plane (*fig.* 1) émet une onde cylindrique élémentaire sur laquelle l'amplitude est constante, quel que soit l'azimuth θ. En réalité, il y a un affaiblissement de l'amplitude à mesure que θ augmente. Par suite, les rayons R des circonférences OC (*fig.* 2 et *fig.* 3) décroissent plus vite que ne l'indique la formule $R = \frac{\lambda}{2\pi \sin \theta}$, et l'expression générale de ρ doit être multipliée par un facteur $f(\theta)$ qui décroît quand θ augmente. Les variations de R demeurent encore lentes au voisinage d'un maximum principal d'un réseau et la position de chaque maximum demeure sensiblement la même. Mais les valeurs des amplitudes maximum doivent être multipliées par les facteurs $f(\theta_p)$ correspondants.

Enfin la formule établie suppose qu'il n'y a pas de réflexion, ni de réfraction sur les bords des fentes diffringentes et que l'écran diffringent se rapproche suffisamment de l'état idéal d'un corps parfaitement noir pour les radiations diffractées.

E. VILLARI. — I. Intorno alle azioni delle diverse cariche elettriche sulla proprieta scaricatrice destata nell' aria dai raggi X (De l'action des diverses charges électriques sur la propriété de décharge de l'air röntgenisé). *Rend. della R. Accad. delle Scienze di Napoli*, fascicule 4; avril 1897. — II. Delle azioni dell' elettricità sulla virtú scaricatrice indotta nell' aria dai raggi X (Des actions de l'électricité sur la propriété de décharge de l'air röntgenisé). *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 5ᵉ série, t. VI, p. 343-354.

De l'air sec ayant subi l'action des rayons X est amené par un tube de plomb sur une petite sphère C ou un fil conducteur F, chargé et vient ensuite agir sur un électroscope E. Si la charge de l'électroscope est de même signe que celle de la sphère C ou du fil F, l'air se trouve dépouillé par son passage sur C ou F de la propriété de décharger l'électroscope. Mais l'air conserve intégralement cette propriété si la charge de l'électroscope est de signe opposé à celle de C ou F.

Si l'on introduit dans le tube de plomb T, qui amène l'air röntgenisé, un anneau de fil de cuivre isolé et chargé, la paroi interne du tube prend, par influence, une charge opposée à celle de l'anneau. Ces deux charges de signes contraires dépouillent l'air, qui passe dans le tube T, de toute action sur l'électroscope E, quel que soit le signe de la charge de E. Le phénomène est tout à fait de même nature que si l'air traverse un ozoniseur qui est en activité ou qui n'a pas encore perdu complètement les charges résiduelles de ses armatures [1].

Quand le fil F est à l'extérieur du tube T (cas des premières expériences), au lieu d'être enroulé en anneau à l'extérieur des tubes, l'influence électrique entre F et T, plus ou moins forte suivant la distance de F à T et la charge de F, doit encore être prise en considération si l'on veut interpréter les résultats numériques des observations.

C'est l'influence électrique entre le fil F et l'électroscope E qui produit l'effet suivant : l'air röntgenisé qui a passé sur un fil F de charge $\mp$ décharge l'électricité contraire $\pm$ de l'électroscope E un peu plus lentement que dans le cas où le fil F est au sol.

Ainsi débarrassés des particularités dues aux influences élec-

---

[1] Voir à ce sujet : E. VILLARI, *Rendiconti d. R. Acc. di Napoli*, fasc. 12, décembre 1896 ; *Rendiconti della R. Acc. dei Lincei*, 5ᵉ série, t. VI, 1ᵉʳ sem., fasc. 3. Ces mémoires sont analysés dans le *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. VI, p. 449-450 ; 1897.

triques mutuelles de T, F et E, les phénomènes observés s'expliquent bien ainsi :

L'air röntgenisé agit comme si ses diverses molécules avaient des charges opposées.

Quand cet air passe sur le fil F chargé positivement, ses molécules électrisées négativement sont attirées par F et perdent entièrement leurs charges ; l'air, ainsi privé de ses charges négatives, ne peut plus décharger un conducteur positif, mais il décharge encore un conducteur négatif par ses molécules positives, de la même manière que s'il n'avait pas passé sur le fil F.

Si l'air passe sur deux conducteurs de charges opposées, il perd les charges de ses molécules positives et de ses molécules négatives et, revenu à l'état normal, n'exerce plus aucune décharge sur l'électricité d'un conducteur, quel qu'en soit le signe. Tout cela est conforme aux faits.

L'hypothèse des charges opposées des différentes molécules des gaz röntgenisés est donc permise pour faciliter l'intelligence des phénomènes. Mais il est inutile de parler d'ionisation dans le sens de dissociation. D'ailleurs M. Villari n'a jamais réussi à observer une dilatation des gaz exposés aux rayons X ; or, si réellement les molécules des gaz se dissociaient sous l'influence des rayons X, le volume des gaz devrait se trouver augmenté [1].

G. Sagnac.

A. GARBASSO. — Sul modo di interpretare certe esperienze del Signor P. Zeeman di Leida (Sur la manière d'interpréter certaines expériences de M. Zeeman). — *Nuovo Cimento*, t. VI, p. 8 ; 1897.

L'auteur cherche à expliquer le remarquable phénomène découvert par M. Zeeman [2] : lorsqu'on place dans un champ magnétique intense une flamme contenant un sel de sodium, et qu'on étudie le spectre de la lumière émise, chaque raie paraît élargie ; ces nouvelles radiations, qui apparaissent sous l'influence du champ magné-

[1] Nous remarquerons qu'il n'y a, au point de vue électrolytique, qu'une très faible quantité d'électricité mise en jeu dans la décharge des conducteurs par les rayons X et dans la neutralisation des gaz röntgenisés par le contact des conducteurs électrisés. Il s'en suit alors que, s'il y avait dissociation réelle des gaz, le nombre des molécules dissociées serait une fraction tellement faible du nombre total des molécules que le changement supposé de volume passerait inaperçu.

[2] *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIII, p. 226 ; 1897.

tique sont polarisées, rectilignement si l'émission a lieu perpendiculairement aux lignes de force, et circulairement si elle a lieu dans la direction de ces lignes.

M. Garbasso attribue ce phénomène aux courants de Foucault produits dans les molécules vibrantes qui, dans leur mouvement oscillatoire, traverseraient diverses régions où la force magnétique n'a pas la même intensité. Il en résulterait un amortissement, et l'on sait qu'un mouvement amorti ne correspond pas à une radiation simple. La polarisation rectiligne s'explique aussi dans cette hypothèse.

Il est à remarquer que le phénomène ainsi expliqué dépendrait non de la force magnétique elle-même, mais de ses dérivées et ne se produirait pas dans un champ uniforme. Il est certainement regrettable que M. Garbasso n'ait pas essayé de vérifier cette conséquence de sa théorie.

Quant à la polarisation circulaire de la lumière émise suivant les lignes de force, M. Garbasso la trouve inconciliable avec sa théorie; aussi cherche-t-il à prouver que c'est une illusion produite par le pouvoir rotatoire magnétique de l'air traversé par la lumière. Il est cependant bien évident que ce pouvoir rotatoire ne pourra produire autre chose qu'une très légère modification dans l'orientation du plan de polarisation de la lumière.

Ch. Fabry.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e série, t. XLIV; octobre 1897.

J.-J. THOMSON. — Cathode Rays (Rayons cathodiques). — P. 293.

1° *Les rayons cathodiques transportent de l'électricité négative.* — Thomson a répété l'expérience de M. Perrin en modifiant légèrement l'appareil de manière que les rayons ne tombent dans le cylindre relié à l'électromètre, que déviés par un aimant.

2° *Les rayons cathodiques sont déviés par un champ électrostatique.* — Le tube est ainsi disposé : Les rayons partis de la cathode passent à travers deux fentes pratiquées dans des bouchons métalliques, puis entre deux plaques d'aluminium parallèles reliées aux deux pôles d'une batterie d'accumulateurs et viennent enfin marquer leur arrivée au fond du tube par une tache phosphorescente.

Pour un vide convenable très grand on observe une déviation des rayons quand il existe un champ électrostatique entre les deux plaques. Cette déviation, nette déjà pour une différence de potentiel de 2 volts, est proportionnelle à la différence de potentiel entre les deux plaques.

Pour un vide inférieur le passage des rayons cathodiques rend le gaz conducteur, et on n'aperçoit plus aucune déviation.

3° *Conductibilité des gaz traversés par des rayons cathodiques.* — Le même tube sert à cette étude : la plaque supérieure communique avec un pôle d'une batterie d'accumulateurs, l'inférieure est reliée à l'autre pôle et à la terre avec interposition d'un condensateur de 1 microfarad; elle communique aussi avec une des paires de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire est reliée à la terre.

Lorsque les rayons cathodiques passent entre les deux plaques, l'aiguille de l'électromètre dévie, indiquant ainsi l'existence d'un courant qui dépend d'ailleurs beaucoup de la pression du gaz et qui varie, par suite, pendant la décharge. Le potentiel de la plaque inférieure croît avec la différence de potentiel initiale des deux plaques en atteignant rapidement une valeur limite toujours faible : pour une différence initiale de 400 volts cette limite est 6 volts.

4° *La déviation des rayons cathodiques par un champ magnétique dans les différents gaz est la même.* — La cathode est placée dans une tubulure latérale soudée à une cloche de verre ; un bouchon métallique percé d'une fente qui ferme la tubulure vers la soudure sert d'anode. Les rayons passent dans la cloche devant une plaque de verre quadrillée. On photographiait pour avoir le chemin suivi par les rayons, lorsque la cloche est placée entre les deux pôles d'un électro-aimant donnant un champ sensiblement uniforme.

La déviation est accompagnée d'une dispersion, comme l'avait déjà remarqué Birkeland.

Le chemin suivi par les rayons cathodiques pour une différence de potentiel moyenne donnée *est le même*, quel que soit le gaz contenu dans la cloche.

La pression n'est pas la même; le gaz est dans l'état qui permet de voir la phosphorescence du verre.

De ces différentes expériences, J.-J. Thomson conclut que les rayons cathodiques sont bien la trajectoire de petits corpuscules matériels chargés d'électricité négative.

Que sont ces corpuscules? On peut déterminer leur vitesse v et

rapport $\frac{m}{e}$ de leur masse à leur charge d'électricité. Si ρ est le rayon de courbure de leur trajectoire dans un champ magnétique uniforme H :

$$\frac{mv}{e} = H\rho.$$

Si, de plus, N est le nombre de corpuscules passant à travers une section d'un faisceau de rayons cathodiques dans un temps donné, ils cèdent au cylindre relié à l'électromètre qui les reçoit une quantité d'électricité

$$Q = Ne,$$

qu'on peut mesurer, et à un couple thermo-électrique (lames très minces de fer et de cuivre reliées à un galvanomètre par des fils très fins de fer et de cuivre) placé dans ce cylindre et bombardé par eux, ils cèdent une quantité de chaleur

$$W = \frac{1}{2} Nmv^2$$

qu'on peut également mesurer.

D'où :

$$v = \frac{2W}{QH\rho}, \qquad \frac{m}{e} = \frac{H^2\rho^2Q}{2W}.$$

Autre méthode. — La déviation $\theta = \frac{Fe}{m}\frac{l}{v^2}$ subie par un rayon dans un champ électrostatique, et la déviation $\Phi = \frac{He}{m}\frac{v}{l}$ subie dans un champ magnétique donnent :

$$v = \frac{F}{H}\frac{\Phi}{\theta}, \qquad \frac{m}{e} = \frac{H^2\theta l}{F\Phi^2},$$

où l est le chemin parcouru par la particule.

Résultats. — On trouve pour $\frac{m}{e}$ des valeurs de l'ordre de 10^{-7}, et pour v des valeurs de l'ordre de 10^{-9} *indépendantes* de la nature du gaz.

Cette petite valeur de $\frac{m}{e}$, plus petite que celle 10^{-4} donnée par l'électrolyse et identique pour tous les gaz, fait penser que les atomes

des corps simples sont formés d'un grand nombre de petits corpuscules d'une seule et unique matière inconnue.

Les rayons cathodiques nous présenteraient la matière sous ce nouvel état dans lequel elle est bien plus divisée que dans les gaz, et dans lequel elle est la même, qu'elle provienne d'hydrogène ou d'oxygène ou d'un autre gaz.

J.-J. Thomson refait en ce moment une nouvelle mesure directe de v par la méthode indiquée (*Phil. Mag.*, oct. 1894) [1].

PERREAU.

J.-H. VINCENT. — On the Construction of Models and Diagrams to illustrate the Propagation of Light in Biaxals (Construction de modèles et de diagrammes pour éclairer la propagation de la lumière dans les biaxes). — P. 317-329.

Résultats numériques permettant aux étudiants de construire des sections dans l'ellipsoïde d'élasticité et dans la surface d'onde.

G.-F.-C. SEARLE. — On the Steady Motion of an Electrised Ellipsoïd (Mouvement continu d'un ellipsoïde électrisé). — P. 329-341.

D.-B. BRACE. — Observations on Light propagated in a Dielectric normal to the Lines of Force (Propagation de la lumière dans un diélectrique dans une direction normale aux lignes de force d'un champ magnétique). — P. 342-349.

M. Brace a cherché si un diélectrique placé dans un champ magnétique présente un phénomène analogue au phénomène de Kerr: Un tube de verre, rempli d'une solution saturée d'iodure de potassium et d'iodure rouge de mercure ($n_0 = 1,69$) et fermé par des glaces de verre, est placé entre les deux pôles d'un électro-aimant normalement aux lignes de force du champ uniforme (2.600 C. G.S.). Un faisceau de lumière solaire, polarisé par un « Lippich », traverse ce tube dans sa longueur, grâce à une première réflexion extérieure, un nombre *pair* de fois, de manière à annuler l'effet Faraday, et est reçu à la sortie sur un analyseur.

La conclusion des expériences est négative. La mesure de la sensibilité de la méthode permet de dire que, si le milieu devient biréfringent, les deux indices dans la direction normale aux lignes de force diffèrent de moins de $2,8 \times 10^{-7}$ pour le champ de 2.660 C. G. S.

PERREAU.

---

[1] *Journal de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 87; 1895.

MISS HELEN-G. KLAASSEN. — On Change of Phase on Reflexion at the Surface of Highly absorbing Media (Changement de phase produit par la réflexion a la surface de milieux absorbants). — P. 349-355.

Miss Helen Klaassen produit des anneaux de Newton en posant une lentille de verre sur une couche bien unie assez épaisse de substance colorée (fuchsine, méthylaniline violet, acide vert, éosine) ; de l'examen en lumière de différentes couleurs de la tache centrale, elle a pu conclure que le retard de phase produit par la réflexion sur une radiation est d'autant plus grand que l'absorption de la radiation est plus grande.

En regardant différentes pellicules colorées soit directement, soit à travers la glace de verre sur laquelle elles sont déposées, Miss Klaassen a remarqué des particularités dans la teinte et des déplacements des bandes d'absorption maximum dont elle trouve l'explication au moyen des résultats de ses expériences et de celles de M. Potier sur la réflexion verre-fuchsine.

PERREAU.

Lord RAYLEIGH. — On the Propagation of Waves along connected Systems of Similar Bodies (Propagation d'ondes le long de systèmes continus de corps semblables). — P. 356-362.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXII, n° 10, 1897.

KOHLRAUSCH. — Ueber Concentrationsverschiebungen durch Electrolyse im Inneren von Lösungen und Lösungsgemischen (Sur les déplacements de concentration produits par l'électrolyse à l'intérieur des dissolutions et des mélanges de dissolutions). — P. 209-239.

L'électrolyse ne peut modifier la concentration au sein d'un liquide homogène, abstraction faite des changements qui peuvent se produire aux électrodes, et de là se propager ensuite dans toute la masse. Mais, dans un liquide dont la constitution varie d'un point à l'autre, le déplacement des ions est généralement accompagné de changements locaux de la concentration.

Dans ce mémoire M. Kohlrausch fait une étude théorique de

quelques cas particulièrement simples et établit quelques proposition relatives à ces changements de concentration produits par l'élec trolyse. Il considère dans tous les cas une portion de liquide suffi samment éloignée des électrodes ou encore les modifications produite par un courant intense pendant un temps très court, ce qui perme de faire abstraction des perturbations apportées par la diffusion.

1. *Équations générales.* — Soient A, B, ..., les cathions, et R, S, ... les anions qui se trouvent dans la dissolution. Soient $\alpha, \beta, \ldots$, et $\rho, \sigma, \ldots$ les « concentrations » respectives de ces différents ions en un poin déterminé (x, y, z) de la dissolution et à un instant déterminé t, cha cune de ces concentrations étant, par définition, mesurée par la quan tité d'électricité positive ou négative qui voyage avec la masse d l'ion correspondant contenue par cm^3 au point et à l'instant consi dérés.

La neutralité électrolytique de la dissolution est exprimée par l relation

$$(1) \qquad \alpha + \beta + \ldots = \rho + \sigma + \ldots$$

Pour avoir les vitesses respectives des ions A, B, ..., R, S, ..., i faut multiplier l'intensité du champ électrique au point x, y, z, et à l'instant t par des coefficients a, b, ..., $-r$, $-s$, ..., qui s'appellen les « mobilités électrolytiques » de ces ions [1]. Ces coefficients son des constantes quand il s'agit de dissolutions étendues ; mais, dan le cas général, chacun d'eux est fonction de toutes les concentration $\alpha, \beta, \ldots, \rho, \sigma, \ldots$, des ions présents.

On peut calculer facilement la variation de la concentration α au point x, y, z, pendant un temps infiniment petit et, par le fait du transport des ions. En remarquant que la conductibilité $\varkappa$ de la dis solution est donnée par l'expression

$$(2) \qquad \varkappa = a\alpha + b\beta + \ldots + r\rho + s\sigma + \ldots,$$

et en appelant i_x, i_y, i_z les composantes suivant les axes de la densité du courant au point x, y, z, on obtient les équations générales :

$$(3) \qquad \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{\partial\alpha}{\partial t} = -i_x \dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{a\alpha}{\varkappa}\right) - i_y \dfrac{\partial}{\partial y}\left(\dfrac{a\alpha}{\varkappa}\right) - i_z \dfrac{\partial}{\partial z}\left(\dfrac{a\alpha}{\varkappa}\right) \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \dfrac{\partial\rho}{\partial t} = i_x \dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{r\rho}{\varkappa}\right) + i_y \dfrac{\partial}{\partial y}\left(\dfrac{r\rho}{\varkappa}\right) + i_z \dfrac{\partial}{\partial z}\left(\dfrac{r\rho}{\varkappa}\right). \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \end{array} \right.$$

[1] On trouvera les valeurs numériques de ces mobilités dans un mémoire de Kohlrausch, *Wied. Ann.*, t. L, p. 403 et suiv. ; 1893.

2. Par addition et soustraction de ces équations il vient, en tenant compte de (2),

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t}+\frac{\partial\beta}{\partial t}+\dots=\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial\sigma}{\partial t}+\dots$$

Donc la neutralité électrolytique, exprimée par (1), *se conserve;* autrement dit, *il ne peut apparaître en aucun cas d'ions libres à l'intérieur des dissolutions*, pas même par exemple, à la séparation d'une dissolution étendue et d'une dissolution concentrée.

3. *Cas d'une dissolution d'un seul électrolyte.* — Soient : A et R, les deux ions ; a et r, leurs mobilités ; α, leur concentration commune au point x, y, z et à l'instant t. La parenthèse $\left(\frac{a\alpha}{\alpha}\right)$ des équations (3) devient ici $\frac{a}{a+r}=n$.

Ce nombre n, rapport du déplacement électrolytique de l'ion A à la somme des déplacements des deux ions, est ce que Hittorf a appelé le *nombre de transport* de l'ion A dans la dissolution de (A, R).

En prenant l'axe des x parallèle à la direction du courant et en traitant le nombre de transport n comme une fonction de la concentration α, le système (3) se réduit à :

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t}=-i\frac{dn}{d\alpha}\cdot\frac{\partial\alpha}{\partial x}. \tag{4}$$

Cette équation signifie que *l'état de concentration de la dissolution se déplace dans la direction du courant avec la vitesse* $+i\frac{dn}{d\alpha}$ et, par conséquent, dans le sens du courant ou en sens contraire, suivant que le nombre de transport du cathion croît ou décroît quand la concentration augmente $\left(\text{le plus souvent } \frac{dn}{d\alpha} \text{ est négatif}\right)$.

Considérons, par exemple, le cas du $CuSO^4$ $\left(\frac{dn}{d\alpha}<0\right)$, il résulte des nombres concordants obtenus par Hittorf et Kirmis qu'un courant dont la densité est de $i\,\frac{\text{ampère}}{cm^2}$ doit déplacer les concentrations en sens contraire du courant avec la vitesse de $1{,}8.i\,\frac{cm}{\text{heure}}$. Le $ZnSO^4$ se comporte d'une façon analogue.

Pour $AgAzO^3$, $\frac{dn}{d\alpha} > 0$; la vitesse de déplacement doit êtr de $1{,}1.i \frac{cm}{\text{heure}}$.

Pour CdI^2, la vitesse de déplacement, calculée d'après les déter minations de Hittorf et Lenz, serait d'environ $8.i \frac{\text{heure}}{cm}$ pour un dissolution normale et serait beaucoup plus grande encore pour de dissolutions plus étendues.

Si *le nombre de transport est indépendant de la concentration celle-ci doit rester invariable en chaque point.* C'est le cas de beau coup de sels alcalins à acides monobasiques, et, en particulier de sels de K et AzH^4 (1).

4. *Cas d'un mélange de dissolutions étendues.* — On regardera ic les mobilités $a, b, \ldots, r, s, \ldots$, comme constantes pour un même dissol vant.

Considérons un mélange tel que toutes les concentrations varien dans le même rapport quand on passe d'un point à un autre. Comm la conductibilité $\varkappa$ varie aussi dans le même rapport, d'après (2), le équations (3) deviennent :

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t} = 0, \qquad \frac{\partial\beta}{\partial t} = 0, \qquad \ldots, \qquad \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0, \qquad \ldots$$

Donc, dans ce cas, les concentrations ne sont pas modifiées par l passage d'un courant. C'est aussi évidemment le cas d'une dissolution étendue d'un électrolyte unique distribué d'une manière irrégulière quelconque.

D'ailleurs cette proposition reste encore vraie quand les mobilité sont variables avec les concentrations, à condition qu'elles resten proportionnelles entre elles, c'est-à-dire quand les nombres d transport de Hittorf sont indépendants de la concentration.

5. En ajoutant membre à membre les équations (3) divisées respectivement par $a, b, \ldots, r, \ldots$, et en tenant compte de (1), il vient :

$$\frac{1}{a}\frac{\partial\alpha}{\partial t} + \frac{1}{b}\frac{\partial\beta}{\partial t} + \ldots + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho}{\partial t} + \ldots = 0;$$

d'où :

$$(5) \qquad \frac{\alpha}{a} + \frac{\beta}{b} + \ldots + \frac{\rho}{r} + \ldots = C^{te}.$$

(1) Kohlrausch, *loc. cit.*

M. Kohlrausch appelle « fonction constante » le premier membre de cette relation qui, jointe à l'équation de la conservation de la neutralité (1), permet de réduire de 2 le nombre des ions à envisager.

Tels sont les résultats généraux les plus intéressants du mémoire de M. Kohlrausch, qui développe ensuite des calculs relatifs à des cas très particuliers de mélanges d'électrolytes et qui traite enfin le cas où il y a des sauts brusques des concentrations. S'il s'agit, par exemple, d'une dissolution d'un seul électrolyte dont la concentration passe brusquement en un point de α_1 à α_2, cette discontinuité progressera elle-même, en général, lors de l'électrolyse.

H. Bagard.

W. KÖNIG. — Beobachtung des Zeeman'schen Phänomens (Observation du phénomène de Zeeman). — P. 240-248.

Pour réaliser commodément l'expérience de Zeeman, M. König trouve avantageux d'observer non pas les raies d'émission de la flamme placée dans le champ magnétique, mais les raies d'absorption qu'on observe à la même place lorsque cette flamme est traversée par les rayons d'un arc. Zeeman avait déjà fait l'expérience sous cette forme. M. König la trouve plus commode, parce qu'un brûleur ordinaire suffit, tandis qu'il ne donnerait que des raies d'émission mal éclairées avec la grande dispersion employée.

L'analyseur employé est un analyseur biréfringent donnant deux plages juxtaposées, différant par l'état de polarisation (rectiligne ou circulaire suivant les cas), et qui permet de voir d'un seul coup l'état de polarisation des diverses parties de la raie modifiée. Pour les observations faites perpendiculairement aux lignes de force, M. König emploie un prisme biréfringent qui donne deux images de la fente que l'on amène au contact. Pour les observations suivant les lignes de force, il place en avant une lame quart d'onde. M. König a aussi employé comme analyseur une bilame (demi-onde ou quart d'onde) suivie d'un nicol.

On voit que ces dispositifs sont ceux que M. Cornu a trouvés, de son côté, d'un emploi commode [1]. L'appareil de M. König est un peu plus compliqué, parce qu'il emploie un réseau plan, ce qui nécessite un collimateur, et une lunette avec un oculaire très puissant

[1] Cornu, *Journal de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 673 ; 1897.

(microscope). En revanche, l'analyseur n'est pas à l'oculaire, il est en avant du réseau; ce qui évite de tenir compte des modifications que le réseau peut apporter à l'état de polarisation de la lumière ([1]).

M. König a obtenu avec ce dispositif des résultats entièrement conformes à ceux qu'annonce M. Zeeman dans ses dernières publications sur les doublets et triplets produits par la présence d'un champ magnétique. Dans le cas des doublets observés parallèlement aux lignes de force, il énonce la règle suivante : La composante circulaire dont la période est diminuée, qui recule par suite du côté du violet, est celle qui a le sens des courants d'Ampère. C'est la règle que donne aussi M. Cornu.

A. Cotton.

RICHARD ABEGG. — Ueber die Depolarisationsgeschwindigkeit von Electroden und über Dielectricitätsconstaten bei tiefen Temperaturen (Sur la vitesse de dépolarisation des électrodes et sur les constantes diélectriques aux basses températures). — P. 249-258.

MM. Dewar et Fleming ([2]) ont récemment déterminé les constantes diélectriques de différents électrolytes solidifiés pour de très basses températures allant jusqu'au point d'ébullition de l'air liquide. Leur méthode, qui consiste à mesurer la capacité d'un condensateur ayant comme lame diélectrique l'électrolyte solidifié d'après le courant de charge, leur a paru à l'abri de toute objection, étant donné que le courant de charge et le courant de décharge du condensateur étaient de même grandeur et ne dépendaient pas des résistances intercalées dans le circuit du galvanomètre.

Mais M. Abegg pensa que la capacité d'un tel « condensateur à électrolyte » comporte non seulement une capacité diélectrique, mais aussi une capacité de polarisation. Cette hypothèse s'appuie sur ce fait par lui établi comme il suit, que la vitesse de dépolarisation devient très petite à basse température :

Comme électrolyte, il a pris un mélange d'acide chlorhydrique concentré et d'un peu d'alcool; cet électrolyte était disposé entre deux électrodes en platine non platiné, et il pouvait être refroidi à — 80° sans se solidifier.

([1]) Je fais ici allusion, en particulier, au changement de sens produit par la réflexion dans le cas des vibrations circulaires.

([2]) Dewar et Fleming, *Proc. Roy. Soc.*, LXI, p. 299.

Pour une force électromotrice polarisante de 0,9 volt, la chute de la polarisation était, à + 15°, de 0,2 volt en $\frac{1}{4}$ de minute, tandis qu'à — 87°, elle était de moins de 0,03 volt en quatre minutes ; de sorte qu'en admettant qu'il y ait proportionnalité entre la chute de polarisation et le temps, la vitesse de dépolarisation serait 112 fois plus petite à — 87° qu'à la température ordinaire.

Cette lenteur extrême de la dépolarisation à basse température pourrait expliquer l'égalité des courants de charge et de décharge observée par les physiciens anglais, malgré la polarisation qui peut être occasionnée par le courant de charge. Il y aurait donc là une cause d'erreur très importante dans les mesures de Dewar et Fleming.

Ces observations sur la vitesse de dépolarisation montrent, en outre, que les « condensateurs à électrolytes » constituent, à basse température, des condensateurs qui sont presque parfaits pour de faibles tensions et qui ont l'avantage de posséder une capacité énorme, intermédiaire entre la capacité de polarisation et la capacité diélectrique.

M. Abegg se défend ensuite d'avoir, ainsi que l'ont dit MM. Dewar et Fleming, étendu aux solides la formule

$$D = C.e^{-\frac{T}{190}},$$

qu'il a établie expressément pour les constantes diélectriques des liquides. Cette formule représente, en particulier, avec une approximation suffisante, les résultats de Heerwagen et de Drude [1] pour l'eau liquide, en faisant C = 372.

Enfin il a mesuré la constante diélectrique de la glace à — 87°, d'après la méthode de Nernst [2], et a trouvé 3,9, au lieu de la valeur 29,0 calculée d'après les observations de Dewar et Fleming.

H. Bagard

---

(1) Heerwagen, *Wied. Ann.*, LIXX, p. 278 ; 1893 ; — Drude, *Wied. Ann.*, LIX, p. 59 ; 1896.

(2) Voir *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, p. 411 ; 1896.

K.-R. KLEIN. — Ueber die Depolarisation von Quecksiber und Platinelectroden (Sur la dépolarisation des électrodes de mercure et de platine). — P. 259-278.

M. Klein étudie la dépolarisation dans un voltamètre ouvert et abandonné à lui-même. Voici les résultats généraux de cette étude, qui est faite par les procédés ordinaires :

1. La grandeur de l'électrode polarisée n'influe pas sur la dépolarisation, tant qu'elle reste petite vis-à-vis de l'autre.

2. La vitesse de dépolarisation décroît quand la durée de polarisation augmente.

3. Pour une durée déterminée de la polarisation, la vitesse de dépolarisation croît avec la température.

4. Quand on dissout dans l'électrolyte un sel dont l'acide est celui de l'électrolyte et dont le métal est celui des électrodes, la vitesse de dépolarisation cathodique est augmentée.

5. La vitesse de dépolarisation d'électrodes de platine est plus petite que celle d'électrodes de mercure dans le même électrolyte.

6. Les électrodes de mercure dans les dissolutions de NaOH, Na^2CO^3, NaBr et NaI, et les électrodes de platine dans les dissolutions de NaOH et de Na^2CO^3 ont à peu près même vitesse de dépolarisation cathodique.

7. Dans tous les cas étudiés la polarisation anodique disparaît plus lentement que la polarisation cathodique.

8. Pour les électrolytes dans lesquels il se forme un sel dont le métal est celui des électrodes et dont l'acide est celui de l'électrolyte, la polarisation existant à chaque instant pendant la dépolarisation peut être représentée par la formule

$$x = V . \frac{\log (1 - be^{-at})}{\log (1 - b)},$$

V désignant la force polarisante, b et a deux constantes.

H. Bagard.

G. TAMMANN. — Ueber die Grenzen des festen Zustandes (Sur les limites de l'état solide). — P. 279.

Considérons une courbe représentant les transformations d'une propriété d'un corps en fonction d'une autre variable, par exemple la courbe des points de fusion ; s'il existe une discontinuité quel-

conque dans cette courbe, le point correspondant est relatif au passage d'un état du corps à un autre, de l'état liquide à l'état solide, et inversement. On constate de telles discontinuités lorsque le corps en question cristallise, mais on n'observe rien de semblable lorsque le corps est amorphe.

Aussi, pour l'auteur, l'état cristallin doit-il être seul considéré comme caractérisant l'état solide ; un corps amorphe est un liquide possédant un frottement interne excessivement grand. De nombreux exemples sont donnés en faveur de cette nouvelle définition de l'état solide.

De la forme de la courbe des points de fusion, l'auteur déduit l'existence de deux températures de fusion correspondant à une même pression. L'une d'elles est celle que l'on observe ordinairement ; elle correspond au cas où le liquide ayant un faible frottement, intérieur, est en équilibre avec des cristaux ; l'autre correspond au cas où un cristal est en équilibre avec un liquide à l'état vitreux. Cette dernière température de fusion n'a pas été observée d'une manière nette.

L. Marchis.

B. WALTER. — Ueber die Vorgänge im Inductionsapparat (Sur ce qui se passe dans la bobine d'induction). — P. 300.

Le condensateur de Fizeau diminue la durée de l'étincelle de rupture, sa capacité doit être choisie convenablement, car, si la capacité va en croissant à partir de zéro, la longueur de l'étincelle croît d'abord rapidement, passe par un maximum et décroît.

Courant de fermeture du primaire. — La capacité du condensateur n'intervenant pas et le courant du secondaire ouvert et supposé uniforme étant nul, le courant de fermeture du primaire est donné par la formule classique de l'extra-courant de fermeture d'une pile. On en déduit que, s'il faut une pile de force électromotrice E capable de fournir un courant de I ampères à travers le primaire pour produire au secondaire une étincelle de longueur donnée avec une interruption unique du courant, il faudra une force électromotrice plus considérable, si l'on désire plusieurs étincelles de même longueur par seconde ; la force électromotrice minimum qu'il faut employer pour un nombre d'étincelles n par seconde déterminé est celle pour laquelle l'extra-courant atteint la valeur de I ampères dans le temps $\frac{1}{n}$.

Ces considérations sont vérifiées par l'expérience ; de plus, la courbe du courant de fermeture tracée par la méthode de Braun (1) est conforme à la théorie.

Courant d'ouverture du primaire. — Le tube de Braun permet de constater que, si la capacité du condensateur est suffisamment petite, le courant décroît d'une façon continue sans changer de signe en changeant le condensateur. Si la capacité croît à partir d'une certaine limite, le courant primaire devient oscillatoire ; sa période d'oscillation est sensiblement celle du circuit unique formé par le condensateur et le primaire ; le minimum de longueur de l'étincelle correspondant à la vitesse de variation maximum du courant primaire, les courbes de l'extra-courant primaire d'ouverture expliquent le fait signalé au début.

Le problème est traité théoriquement à l'aide d'hypothèses simplificatrices qui ne sont pas suffisamment fondées : il conduit à ce résultat que le potentiel maximum atteint entre les bornes du secondaire d'une bobine donnée est proportionnel au courant maximum fourni ; d'autre part, l'expérience montre que, si l'étincelle secondaire éclate entre une pointe positive et un plateau négatif, la longueur maximum d'étincelle est proportionnelle au même courant ; il en résulte ce résultat inattendu que la distance explosive d'un excitateur pointe-plaque serait proportionnelle au potentiel explosif.

R. Swyngedauw.

L. GRAETZ. — Ein electrochemisches Verfahren, um Wechselströme in Gleichströme zu verwandeln (Procédé électrochimique pour transformer les courants alternatifs en courants continus). — P. 323-327.

On sait depuis longtemps déjà (2) qu'un courant électrique peut être considérablement affaibli par son passage dans un voltamètre où l'anode est en aluminium. Streintz (3) a vu là l'effet d'un condensateur formé par l'aluminium, une couche d'oxyde mauvais conducteur et le liquide électrolytique.

La formation et la disparition de cette couche diélectrique d'oxyde sur l'électrode d'aluminium, suivant que celle-ci est anode ou ca-

(1) *Journal de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 334 ; 1897 ; — et *Wied. Ann.*, t. LX, p. 552 ; 1897.
(2) Buff, *Lieb. Ann.*, 102, p. 296 ; 1857 ; — Ducretet, *Journal de Phys.*, 1re série, t. IV, p. 84 ; 1875.
(3) Voir *Journal de Phys.*, 2e série, t. VII, p. 595 ; 1888.

thode, sont si rapides, d'après l'auteur, qu'il est impossible d'obtenir le mutisme du téléphone quand on essaie de mesurer la résistance de l'électrolyte par la méthode de Kohlrausch. Il y a donc bien non seulement une résistance, mais aussi une capacité. Cette capacité explique toutes les apparences observées, c'est-à-dire la force électromotrice inverse de 22 volts, hors de proportion avec les polarisations électrolytiques ordinaires, et sa disparition brusque.

Si l'on constitue une série de n voltamètres en prenant l'une des électrodes en aluminium, l'autre en charbon de cornue, avec un liquide tel qu'une dissolution d'alun de K ou de Na, comme le fait M. Graetz, un courant provenant d'une force électromotrice inférieure à $22 \times n$ volts ne pourra être établi à travers ce système que dans un sens tel que l'aluminium soit cathode, et la polarisation, dans ce dernier cas, sera très faible (force électromotrice inverse, < 1 volt par voltamètre).

Ainsi, un courant alternatif de tension inférieure à $22 \times n$ volts donnera un courant continu dont l'intensité sera environ la moitié de l'intensité du courant alternatif.

Mais on peut aussi transformer la totalité du courant alternatif en courant continu. On emploiera à cet effet l'une des dispositions représentées par les deux *fig.* ci-dessous :

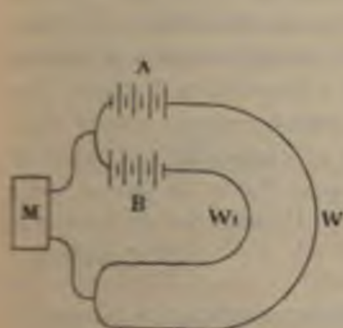


Fig. 1.

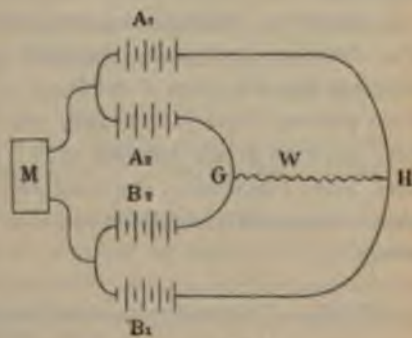


Fig. 2.

(M, alternateur ; A, B, batteries de voltamètres dont les électrodes d'aluminium sont représentées par les traits longs).

Avec la disposition de la *fig.* 1, on aura deux courants continus dans deux conducteurs différents W et W_1. Avec la disposition de la

fig. 2, les deux courants continus passeront dans un même conducteur W, suivant la même direction ([1]). H. BAGARD.

H. KATH. — Zur Phasenänderung des Lichtes bei der Reflexion an Metallen (Sur le changement de phase lors de la réflexion de la lumière sur les métaux). — P. 328-353.

M. Kath reprend l'étude de cette question, qui a déjà été l'objet de nombreux travaux, en utilisant des miroirs métalliques obtenus par pulvérisation de cathodes, à l'aide d'un procédé perfectionné (Brevets allemands de Boas).

La méthode employée consiste à photographier les franges d'interférence produites dans un spectre par une lame mince à faces parallèles, dont la face postérieure est recouverte du dépôt métallique réfléchissant. Pour repérer les positions de ces franges, M. Kath photographie sur la même plaque le spectre du fer, en utilisant pour cela une lampe à arc à électrodes de fer dont il recommande l'emploi pour avoir ce spectre. Cette lampe est formée de deux électrodes en fer, dont l'une est une plaque verticale, et l'autre un crayon mobile autour d'un axe vertical.

M. Kath arrive à la conclusion que le changement de phase produit par la réflexion sur l'argent est *une avance* [ce résultat est conforme à celui obtenu par M. Potier (*C. R.*, 1889) avec des miroirs de fuchsine].

Il donne les résultats de ses mesures de cette avance de phase pour diverses incidences, résultats qui se rapportent à la lumière polarisée dans le plan d'incidence, et à des miroirs d'argent, d'or et de platine. Pour la réflexion sur l'*argent*, supposé plongé dans l'air, l'avance serait environ $0,55\lambda$ et ne changerait pas sensiblement avec l'incidence. Au contraire, pour l'or et le platine, cette avance changerait sensiblement avec l'inclinaison des rayons sur le miroir. A. COTTON.

J. STARK. — Untersuchungen über Russ (Recherches sur le noir de fumée). — P. 352-367.

L'auteur étudie surtout les propriétés optiques du noir de fumée : mais il a fait quelques expériences d'autre nature pour se faire une idée de la constitution de ce corps.

([1]) La fabrique d'accumulateurs Pollak à Francfort-sur-le-Mein a, paraît-il, l'intention d'appliquer en grand ce procédé de transformation.

Le noir de fumée compact a une densité égale à 2,1, voisine de celle du graphite. Au contraire, le noir de fumée poreux déposé sur une lame, et débarrassé par la chaleur de l'air qu'il a absorbé, n'a qu'une densité de 0,048. Une couche de noir de fumée doit donc être considérée comme formée de particules réparties dans le gaz ambiant et qui n'occupent qu'une très petite partie, 2 0/0, du volume total.

Lorsque l'angle d'incidence est suffisant (à partir de 72° environ), une couche de noir de fumée réfléchit régulièrement la lumière (en la colorant). Fresnel, puis d'autres physiciens, ont proposé des explications de cette particularité. M. Stark croit qu'on peut en déduire une valeur du diamètre moyen des particules du noir de fumée, et trouve qu'elle doit être au plus de $0^{mm},000262$, plus petite, par conséquent, que la longueur d'onde du violet.

Une couche de noir de fumée peut être polie avec une lame de métal avec certaines précautions, elle réfléchit alors la lumière pour toutes les incidences, avec un maximum de polarisation dans le voisinage de 61°. M. Stark a mesuré, pour diverses incidences, la différence de phase des composantes principales. La courbe représentative est intermédiaire entre les courbes représentant la réflexion métallique et les courbes représentant les résultats de Jamin pour les corps vitreux au voisinage de l'incidence principale.

Des mesures spectrophotométriques de l'absorption de la lumière par une couche de noir de fumée ont donné à l'auteur des résultats qui ne s'accordent pas avec les formules données par Clausius et lord Rayleigh pour l'absorption dans les milieux troubles.

A. Cotton.

J. STARK. — Die Newton'schen Farbenringe in einer gewissen art trüber Medien (Anneaux de Newton dans une certaine sorte de milieu trouble). — P. 368-373.

Les couches minces de noir de fumée déposées, avec quelques précautions, sur une lame de verre ou mieux de métal poli, présentent des anneaux de Newton visibles surtout pour des incidences obliques, et en outre d'autres anneaux visibles en dehors du faisceau réfléchi régulièrement, et qui proviennent des rayons diffusés par les particules du noir de fumée. M. Stark a fait quelques observations sur ces anneaux, sur les colorations particulières qu'ils présentent, et fait à ce propos quelques remarques sur les lois de la propagation de la lumière dans les milieux troubles. Il se demande en particulier si la loi de Descartes leur est applicable. A. Cotton.

R. EMDEN. — Eine Beobachtung ueber Luftwogen (Observation sur les mouvements de l'air). — P. 374.

F. HOFMEISTER. — Ueber einen neuen Quecksilber unterbrecher (Sur un nouvel interrupteur à mercure). — P. 379.

Voir la *fig.* indiquée au Mémoire.

F. FRIEDRICHS. — Quecksilberluftpumpe mit automatischen Betrieb (Pom à mercure à fonctionnement automatique). — P. 383.

Voir la *fig.* indiquée au Mémoire.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique;

7e série, t. XII ; décembre 1897.

Ch. Fabry et A. Pérot. — *Sur les franges des lames minces argentées leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air*, p. 459.

APPLICATION DES PHÉNOMÈNES D'INTERFÉRENCE A DES DÉTERMINATIONS MÉTROLOGIQUES ;

Par M. RENÉ BENOÎT.

On a besoin, en métrologie, d'une petite longueur de valeur connue, pour faire la *tare*, c'est-à-dire pour déterminer la valeur d'une révolution de la vis ou d'une division du tambour, des micromètres employés aux mesures. On se sert le plus souvent, à cet effet, d'un étalon millimétrique, dont les deux traits limitatifs sont contenus simultanément dans le champ du microscope, au moins avec les grossissements modérés (jusqu'à 100 fois environ) qui sont généralement en usage aujourd'hui. Il est important que cet étalon soit exact; car l'erreur dont il est affecté subsiste entière, sans compensation possible, dans les résultats de toutes les mesures auxquelles il doit servir de point de départ, et peut, dans certains cas, altérer ces résultats de quantités notablement supérieures aux simples erreurs d'observation. D'autre part, ce n'est pas sans quelque difficulté qu'on se procure un étalon millimétrique exact, c'est-à-dire dont la longueur soit rigoureusement la millième partie de celle du Mètre prototype international à 0°, laquelle représente actuellement l'unité fondamentale du Système métrique; ou du moins un étalon dont la longueur ait avec cette unité un rapport exactement connu. On sait que les meilleures divisions ont des irrégularités ; divers millimètres, pris sur une même échelle, peuvent différer de quantités très appréciables et déjà importantes pour l'objet dont il s'agit; toute longueur tracée sur une règle métallique est d'ailleurs fonction de sa température, et c'est aussi un élément dont il y a lieu de tenir compte.

Pour se procurer un étalon millimétrique, il faut faire l'*étalonnage* d'une division, c'est-à-dire déterminer les erreurs de division d'une échelle. Cette détermination se fait par des comparaisons successives, qui doivent être conduites suivant une marche systématique, propre à assurer, autant que possible, la compensation des erreurs, et à fournir des contrôles et des vérifications suffisants. Etant donné, par exemple, un mètre divisé en millimètres dans toute sa longueur, on compare, entre eux, au moyen d'un comparateur universel, d'abord tous les décimètres, de 100 en 100 divisions, puis tous les doubles décimètres,

les triples décimètres, etc., de l'échelle; les décimètres sont alors connus par rapport à l'échelle entière. On opère ensuite de même sur la division en centimètres, doubles centimètres, ... de l'un de ces décimètres; puis sur la subdivision en millimètres, doubles millimètres, ... de l'un des centimètres précédents. Ce travail, tout à fait analogue à celui qui constitue le calibrage d'un thermomètre de précision ou l'étude des corrections d'un cercle divisé, conduit finalement à connaître les valeurs exactes d'un certain nombre de millimètres de l'échelle, rapportées à la longueur entière de celle-ci. Il faut encore comparer cette dernière elle-même à un étalon connu en fonction du Prototype fondamental, et enfin mesurer sa dilatation, pour avoir réuni tous les éléments nécessaires du problème.

C'est là un travail extrêmement long, et dont les résultats ne peuvent pas toujours être considérés comme ayant une valeur indéfinie. Lorsqu'une règle divisée a servi à de nombreuses expériences, a été plongée à diverses reprises dans des bains à diverses températures, et a dû subir un certain nombre de nettoyages — comme cela arrive inévitablement, en particulier pour des divisions tracées sur argent — il peut se faire que, malgré tous les soins et toutes les précautions, les traits deviennent légèrement usés et arrondis sur leurs bords, perdent de leur netteté, se présentent sous les microscopes avec un aspect un peu différent, aient leur axe sensiblement déplacé; dès lors une partie de l'exactitude de l'étalonnage primitif se trouve perdue. Ayant eu récemment l'occasion d'avoir des doutes de ce genre à propos d'une *Règle normale* du Bureau international des Poids et Mesures, et ayant été amené à contrôler les résultats d'un étalonnage très soigné, mais déjà ancien d'une quinzaine d'années, de la division de cette règle, je me suis proposé de faire cette vérification, non pas au moyen d'un nouvel étalonnage, mais au moyen des longueurs d'ondes du cadmium déterminées par M. Michelson, et en appliquant les mêmes procédés qui lui ont servi à établir, il y a quelques années, avec la collaboration du Bureau international, le rapport de l'unité métrique à ces longueurs d'ondes. Les méthodes si ingénieuses, imaginées par l'éminent physicien américain pour comparer le mètre à la longueur d'onde, pouvaient en effet, évidemment, *a fortiori*, permettre de comparer à la longueur d'onde, maintenant connue, de petites subdivisions du mètre, c'est-à-dire d'établir des étalons exacts, par exemple, du millimètre et du centimètre, directement et sans passer par le long travail d'un éta-

lonnage. Je rendrai compte très brièvement des opérations que j'ai faites dans ce but.

Je rappelle d'abord la disposition générale de l'appareil d'interférence de M. Michelson, qui a servi à ces déterminations. Le principe est figuré dans le diagramme ci-dessous [1] (*fig.* 1).

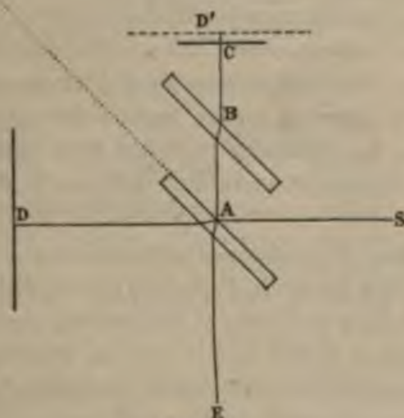


FIG. 1.

Une source lumineuse étendue S envoie ses rayons dans la direction SA sur une glace plane parallèle, inclinée à 45°, dont la première surface a reçu une couche transparente d'argenture. La lumière s'y divise en deux faisceaux : l'un est transmis jusqu'au miroir plan D, l'autre réfléchi vers le miroir plan C. Ces miroirs renvoient la lumière en A, où le premier faisceau est réfléchi et le deuxième transmis, de sorte qu'ils reviennent superposés en E, à l'œil de l'observateur, nu ou armé d'une lunette. Une seconde lame plane parallèle B, dite *compensateur*, de même épaisseur que la première, est nécessaire pour égaliser les chemins parcourus par les deux faisceaux. Des considérations élémentaires montrent que ce dispositif est équivalent à une lame d'air, qui serait comprise entre la glace C, par exemple, et l'image de la glace D par rapport à la surface A ; cette image serait en D', et M. Michelson l'a désignée sous le nom de *plan de référence*. Les miroirs D, C peuvent se déplacer perpendiculairement

---

[1] Voir, pour plus de détails, *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 5 ; 1894 ; — et surtout *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. XI.

à leur plan, le long de coulisses rectilignes ; chacun d'eux est muni, en outre, d'organes de rectification, qui permettent de les faire pivoter à volonté, soit autour d'un axe vertical, soit autour d'un axe horizontal, et par conséquent de les régler exactement dans toute situation requise. Suivant les positions respectives qu'on donne aux miroirs C, D, on peut, ou bien faire coïncider exactement les deux surfaces C, D' l'une avec l'autre dans toute leur étendue; ou bien établir entre elles une distance positive ou négative, tout en les maintenant parallèles ; ou bien encore, en les inclinant légèrement l'une sur l'autre, les faire coïncider par une ligne d'intersection que l'on peut superposer à une ligne de repère fournie par un quadrillage tracé sur l'une d'elles, les distances entre les deux plans allant alors en croissant symétriquement, suivant un petit angle, de part et d'autre de cette ligne.

Les phénomènes d'interférence obtenus avec ce dispositif, assimilables à ceux des lames de l'appareil classique de Newton ou des appareils bien connus de Fizeau et de Desains, peuvent se présenter avec des apparences et des formes variées, et se localiser dans des plans différents, suivant les positions et les directions respectives des surfaces C, D. Deux cas seulement sont utilisés pour les mesures dont il s'agit ici. L'un est celui, dont j'ai parlé en dernier lieu, où les surfaces C, D' se coupent en faisant un très petit angle l'une avec l'autre. Dans ce cas on obtient, avec une source de lumière blanche, des franges colorées comme les anneaux de Newton. Si toutes les surfaces sont bien planes, ces franges affectent la forme de bandes rectilignes, parallèles, symétriques par rapport à une frange centrale achromatique qui correspond à la ligne d'intersection. On les espace à volonté en réglant l'inclinaison relative des surfaces. Ces franges sont donc caractéristiques du contact optique entre le plan de référence D' et le miroir C, et peuvent servir de guide pour établir rigoureusement ce contact suivant une ligne déterminée. Elles sont localisées dans le plan de ces surfaces.

Le deuxième cas est celui dans lequel les deux surfaces C, D' sont parallèles et séparées l'une de l'autre par une distance plus ou moins grande. Les franges ne peuvent alors être obtenues qu'avec une source monochromatique. Elles se présentent sous la forme d'anneaux concentriques, de plus en plus petits et serrés à mesure qu'on augmente la distance des surfaces. Elles sont à l'infini, et par conséquent observables avec une lunette réglée à l'infini.

Pour utiliser ces phénomènes au problème que je m'étais proposé, j'ai fait construire de petites réglettes en nickel, portant, en traits très fins (de 2 μ à 4 μ de largeur) tracés au diamant sur une surface polie spéculairement, 1 centimètre subdivisé en millimètres; c'étaient les étalons qu'il s'agissait de déterminer. D'autre part, j'ai fait construire une pièce que j'appellerai un *étalon Michelson*, parce qu'elle reproduit, en effet, à quelques détails de construction près, la disposition des *étalons intermédiaires* dont s'était servi M. Michelson pour passer de la longueur d'onde au mètre (*fig.* 2). C'est un barreau

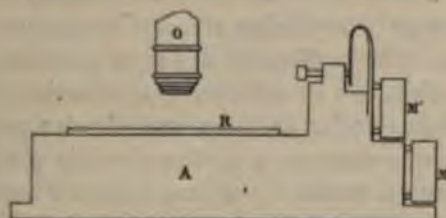


Fig. 2.

de bronze A, de 12 centimètres environ de longueur, de 2 centimètres en carré, portant vers son extrémité antérieure deux glaces planes, M, M', disposées en escalier l'une au-dessus et en arrière de l'autre, et dont les surfaces ont été réglées très exactement parallèles et à une distance l'une de l'autre à très peu près égale à 1 millimètre (très exagérée sur la figure). Les moyens qui permettent d'arriver dans ces réglages à une perfection presque indéfinie ont été décrits par M. Michelson et appliqués ici. Un second étalon Michelson a été construit, exactement semblable, sauf que la distance entre les deux glaces était, pour celui-ci, de 1 centimètre.

Les opérations à faire pour établir un étalon du millimètre ou du centimètre consistent : 1° à mesurer directement en longueurs d'ondes des radiations du cadmium la distance exacte des deux plans de l'étalon Michelson; 2° à comparer cette distance à la distance des deux traits limitatifs de l'intervalle à étudier. Ces opérations sont les mêmes qui ont été faites à propos du mètre. Mais maintenant une simplification considérable est immédiatement possible, en utilisant les résultats du premier travail. Dans celui-ci il avait fallu commencer par compter le nombre de longueurs d'ondes comprises

entre les deux glaces d'un petit étalon qui avait servi de point de départ, c'est-à-dire pratiquement le nombre de franges qui passaient dans le champ de la lunette, quand on déplaçait progressivement cet étalon sur sa coulisse d'une quantité égale à la distance de ces deux plans. Aujourd'hui, les rapports des longueurs d'ondes des diverses variations du cadmium ont été établis par ce premier travail avec une précision qui dispense de cette opération préliminaire, et permet d'obtenir immédiatement la distance cherchée par la simple mesure de l'*excédent fractionnaire*, même pour des distances bien supérieures à 1 centimètre. Cette mesure consiste à déterminer la *fraction de frange* (c'est-à-dire de demi-longueur d'onde) d'une lumière donnée dont la distance des deux plans excède *un nombre entier*. Si cette distance a été mesurée approximativement, si par conséquent le nombre entier de longueurs d'ondes auquel elle correspond est connu d'avance à quelques unités près, le chiffre de l'unité exacte sur ce nombre peut être fixé, sans aucune ambiguité, par cette simple mesure de la partie fractionnaire qui l'accompagne, à la condition de faire simultanément cette mesure avec les diverses radiations que fournit le spectre du cadmium. La comparaison des valeurs des fractions obtenues par l'expérience, dans les diverses couleurs, avec celles qui résulteraient des rapports des longueurs d'ondes correspondantes, conduit immédiatement à la fixation de cette unité, avec une sûreté absolue.

Je rappelle encore que la mesure de la fraction excédente se fait en établissant le parallélisme exact du plan de référence avec les surfaces de l'étalon (parallèles elles-mêmes entre elles) et amenant ce plan de référence à une certaine distance de ces surfaces, soit en avant, soit en arrière, soit même entre les deux [1]. Dans ces conditions on observe, en lumière monochromatique, deux systèmes de franges circulaires à l'infini, l'un au-dessus de l'autre, et correspondant respectivement aux miroirs M, M'. Si la distance des deux plans M, M' comprend exactement *un nombre entier* quelconque de demi-longueurs d'ondes de la lumière employée, ces deux systèmes de franges se présentent avec *la même phase;* c'est-à-dire que, dans chacun d'eux, par exemple, on a une tache noire uniforme au centre du phénomène. Si la phase est différente dans les deux systèmes,

[1] La surface du miroir D (*fig.* 1) est beaucoup plus grande que celle de l'un des miroirs M ou M' (*fig.* 2), de sorte que le *plan de référence* se projette simultanément sur la surface de ces deux derniers.

c'est que la distance des deux plans excède un nombre entier de demi-longueurs d'ondes, d'une fraction qui peut se mesurer exactement au moyen du *compensateur* B (*fig.* 1). A cet effet, celui-ci est fixé dans une monture, qui est portée d'un côté (à droite) par une grosse tige de cuivre solidement vissée au socle de l'appareil ; du côté opposé, ce cadre se prolonge par un petit doigt, sur lequel s'attache un faible ressort à boudin ; celui-ci se continue par un fil, qui vient s'enrouler sur la gorge d'une poulie solidaire d'un cercle divisé qui mesure sa rotation. En faisant tourner la poulie, on tend le ressort qui imprime au cadre, et par suite à la glace B, un très petit mouvement angulaire, modifie le chemin optique parcouru par le rayon CA, et change la phase du phénomène correspondant. On peut ainsi amener successivement, par la rotation du cercle divisé, les deux systèmes de franges à présenter la même phase, et la fraction de frange correspondante est mesurée par la rotation du cercle divisé, une fois que celui-ci a été *taré* dans la même lumière. Il suffit de déplacer successivement de petites quantités le plan de référence parallèlement à lui-même pour obtenir plusieurs mesures consécutives, qui, avec des lectures absolues différentes sur le cercle divisé, doivent se contrôler mutuellement.

Pour faire la deuxième opération, c'est-à-dire la comparaison entre l'étalon Michelson et l'intervalle de la réglette à déterminer, on plaçait cette réglette en R, sur la surface supérieure de l'étalon, comme le montre la *fig.* 2; au dessus était disposé un microscope O à micromètre, à fort grossissement (près de 300 fois). L'opération consiste à amener successivement dans un même plan, qui est celui du *plan de référence*, les deux surfaces de l'étalon Michelson, par un déplacement sur sa coulisse perpendiculaire à ses surfaces, et à substituer ainsi l'un à l'autre, sous le microscope, les deux traits limitatifs de l'intervalle à étudier. Les positions limites, dans ce déplacement, sont fixées au moyen des franges obtenues en lumière blanche, colorées symétriquement par rapport à une frange achromatique centrale, que l'on ramène toujours sur un même trait de repère. Pour régler exactement les positions des surfaces, dans chaque cas, le miroir D porte un quadrillage sur toute sa surface, en traits tracés sur l'argenture et distants les uns des autres de 5 millimètres. On s'arrange toujours, en agissant sur les organes de réglage du chariot qui porte l'étalon, de manière à ramener les franges dans une

situation telle que leurs axes couvrent les traits successifs du quadrillage; on est ainsi assuré que les deux surfaces ont été rigoureusement substituées l'une à l'autre malgré les imperfections possibles (et inévitables jusqu'à un certain degré) de la coulisse sur laquelle glisse l'étalon. Dans chacune des deux positions on pointe, au moyen du micromètre, le trait qui est venu se présenter sous le microscope. La différence des deux pointés (prise avec le signe convenable) donne la différence entre l'intervalle de la réglette et le déplacement opéré, qui est lui-même égal à la distance des deux plans qui le limitent, distance qui est connue par la mesure précédente.

Dans toutes ces opérations tous les réglages doivent être faits, pour ne pas entraîner des erreurs systématiques sensibles, avec des soins minutieux, sur lesquels je ne puis m'étendre ici.

La lumière du cadmium était fournie par des tubes évacués d'air, contenant une petite quantité de cadmium, qui était porté à l'état de vapeur en les chauffant dans une enveloppe en cuivre. Le courant d'une bobine d'induction illuminait le tube, dont la lumière était analysée par un gros prisme à sulfure de carbone. Le spectre se projetait dans le plan d'une fente, sur laquelle on amenait successivement les diverses raies par une rotation convenable de la source et du prisme. De là la lumière était renvoyée par un réflecteur dans l'appareil interférentiel.

Les longueurs d'ondes qui ont été utilisées dans ces déterminations sont les suivantes:

Cadmium, raie	rouge..............	$\lambda_R = 0^{\mu},6438472$
—	verte..............	$\lambda_{V_e} = 0\ ,5085824$
—	bleue..............	$\lambda_b = 0\ ,4799911$
—	violette............	$\lambda_{V_i} = 0\ ,4678152$

Ce sont les longueurs d'ondes dans l'air, à 15° (température du thermomètre à mercure en verre dur) et sous la pression de 760 millimètres [1]. Les conditions de température et de pression dans les-

[1] Les trois premières de ces longueurs d'ondes ont été données par M. Michelson dans son Mémoire sur le *Mètre en longueurs d'ondes lumineuses*, comme résultat des déterminations faites au Bureau international des poids et mesures. La raie violette avait servi jusqu'à des différences de marche de 5 centimètres; mais elle a été abandonnée pour les mesures finales, faites avec des différences

quelles sont faites les mesures étant généralement différentes, il faut en tenir compte et faire les corrections correspondantes dans les résultats.

J'ai étudié ainsi un certain nombre de petites échelles. Sur chacune d'elles, tous les millimètres étaient d'abord déterminés individuellement au moyen du premier étalon Michelson. On a contrôlé ensuite les résultats, en mesurant directement le centimètre, c'est-à-dire leur somme, au moyen du deuxième étalon Michelson. Ces échelles ont été ensuite employées pour des comparaisons avec les anciens étalons millimétriques du Bureau international, obtenus, comme je l'ai dit plus haut, par étalonnage, et ont fourni quelques vérifications importantes pour le Bureau.

Il serait sans aucune utilité de reproduire ici les valeurs numériques, propres à des étalons particuliers, qui ont résulté de ce travail. Mais il peut y avoir quelque intérêt à indiquer rapidement les limites de précision que comportent les diverses opérations dont il vient d'être question.

Je reproduirai d'abord, à titre d'exemple, une détermination de la longueur absolue d'un étalon Michelson par la simple mesure des excédents fractionnaires; afin de montrer la sûreté du procédé, je prendrai cet exemple dans les mesures du centimètre, où les difficultés sont sensiblement plus grandes.

La mesure des excédents fractionnaires avait conduit pour ces excédents, dans les quatre couleurs, aux valeurs suivantes (moyennes de cinq mesures au compensateur) :

Rouge	Vert	Bleu	Violet
.82	.00	.79	.93

Pour fixer les nombres entiers correspondants, on avait fait une comparaison préliminaire avec 1 centimètre étalonné, comparaison d'après laquelle la longueur de l'étalon devait être de $2^{\mu},5$ à 3^{μ} environ inférieure à la valeur exacte du centimètre. Il fallait donc cher-

de marche de 10 centimètres, parce qu'elle a été trouvée trop complexe et ne s'accordant plus suffisamment avec les autres. La longueur d'onde qui lui correspond, et que je donne ici, est donc déterminée avec un peu moins de précision que les trois autres. Mais l'exactitude était encore plus que suffisante pour qu'on pût, avec avantage, l'employer ici, pour des différences de marche qui ne devaient pas dépasser 1 centimètre.

cher *le nombre entier*, en lumière rouge, d'après la longueur d'onde correspondante donnée plus haut, aux environs des nombres 31054, 31055. Or les rapports des quatre longueurs d'ondes donnent, dans le voisinage des nombres précédents, les nombres entiers et fractionnaires qui suivent :

Rouge	Vert	Bleu	Violet
31048.82	39306.70	41648.06	42732.04
9.82	7.97	9.40	3.41
50.82	9.23	50.74	4.79
1.82	10.50	2.08	6.17
2.82	1.76	3.42	7.54
3.82 (*)	3.03 (*)	4.77 (*)	8.92 (*)
4.82	4.30	6.11	40.30
5.82	5.56	7.45	1.67
6.82	6.83	8.79	3.05
7.82	8.09	60.13	4.42
8.82	9.36	1.47	5.80
31059.82	39320.63	41662.81	42747.18

Il est évident qu'il n'y a aucune ambiguité sur les valeurs à choisir, les seules qui correspondent aux observations étant celles qui ont été marquées d'un astérisque. On pourrait, en supposant l'erreur sur la mesure préliminaire beaucoup plus considérable encore qu'elle n'était et l'incertitude du nombre à chercher beaucoup plus grande, prolonger ce tableau de part et d'autre, sans rien changer à cette conclusion. On voit que les différences entre les fractions observées et les fractions calculées n'excèdent pas 3 centièmes de frange, c'est-à-dire 15 millièmes de longueur d'onde. Aucune autre combinaison, en partant des rapports connus des longueurs d'ondes, ne donnerait, non seulement une telle vérification, mais même une approximation acceptable.

Les longueurs, en microns, correspondant aux nombres de longueurs d'ondes ainsi déterminés, seraient pour les quatre radiations :

$9996^{\mu},958$, $9996^{\mu},950$, $9996^{\mu},964$, $9996^{\mu},960$.

L'exemple précédent, pris au hasard parmi 115 déterminations semblables, donnera une idée de la précision moyenne atteinte dans la mesure de l'excédent fractionnaire. La valeur moyenne des 450 écarts obtenus, dans ces expériences, entre les nombres observés et les nombres calculés, pris en valeur absolue et sans tenir

compte de leurs signes, a été trouvée égale à 0,023 frange, ce qui correspond à environ 0µ,006 dans la mesure de la distance des deux plans. L'erreur probable d'une mesure, calculée de la manière ordinaire, tomberait un peu au-dessous de ces valeurs. Toutes les fois qu'on a eu un tube à cadmium fonctionnant bien, c'est-à-dire fournissant un spectre pur et brillant, on a obtenu des concordances de cet ordre.

Lorsque, pour une cause quelconque, la source lumineuse était moins satisfaisante, soit que le cadmium introduit dans le tube n'eût pas été suffisamment purifié, soit que la pression intérieure y fût trop élevée ou trop basse, soit qu'il y eût commencement d'avaries, telles que dépôts métalliques provenant des électrodes et obscurcissant les images ou débuts de fêlures devant bientôt mettre le tube hors de service, les écarts augmentaient sensiblement, et ont pu atteindre très exceptionnellement un dixième de frange, sans pourtant entraîner jamais aucune ambiguité sur le numéro d'ordre de la frange cherchée.

Si, en second lieu, on compare entre elles plusieurs déterminations de la longueur du même étalon Michelson, faites indépendamment, à différents jours et avec de nouveaux réglages, après les avoir toutes réduites à des conditions ambiantes identiques, on voit les discordances augmenter un peu ; en effet, ici, en outre des erreurs sur la pression qui modifie la longueur d'onde, et sur la température qui modifie à la fois la longueur d'onde et la distance des plans, interviennent aussi les petites différences systématiques pouvant provenir d'un réglage plus ou moins rigoureusement parfait du parallélisme des surfaces, dans chacune des expériences. La valeur moyenne des écarts de chacune des mesures par rapport à leur moyenne a été trouvée de 0µ,009, l'écart extrême ayant atteint exceptionnellement (1 fois sur 57 mesures) 0µ,023.

Enfin, si on considère l'opération tout entière, c'est-à-dire la détermination d'un intervalle des réglettes en valeur absolue, on a à compter, en plus des erreurs précédentes, avec celles qui proviennent de l'emploi d'un microscope et des pointés micrométriques sur les traits limitatifs de cet intervalle. En évaluant, comme précédemment, la précision moyenne atteinte par la valeur moyenne des écarts de chacune des mesures individuelles d'un intervalle par rapport à leur moyenne,

les expériences ont fourni pour cette valeur $0^{\mu},088$ (moyenne de 308 mesures réparties sur 77 intervalles). L'erreur probable de la longueur finalement admise pour un intervalle a été, en moyenne, voisine de $\pm 0^{\mu},04$. Sans insister davantage, et sans vouloir attribuer aux diverses données numériques que je viens d'indiquer une signification trop rigoureuse (¹), on voit cependant qu'elles suffisent pour mettre très nettement en évidence ce fait, que la plus grosse part, de beaucoup, des incertitudes de résultat final d'une telle étude est due aux mesures faites par le microscope. Malgré la perfection du poli des surfaces, malgré la finesse et la netteté des tracés, qui ont permis d'employer ici avec avantage un grossissement exceptionnel, il est bien difficile de *garantir*, dans la combinaison de deux pointés qui constitue l'évaluation d'un intervalle, une exactitude qui dépasse sensiblement le dixième de μ.

C'est une nouvelle vérification de la merveilleuse puissance des moyens que les méthodes interférentielles mettent à notre disposition pour déterminer de petites quantités, puissance telle que nous ne pouvons même pas, dans des questions comme celle-ci, l'utiliser tout entière, à cause de l'imperfection relative des autres procédés de mesure auxquels nous sommes obligés de les associer. Il est certain que leurs applications en métrologie, inaugurées par Fizeau dans son dilatomètre, sont destinées à se multiplier de plus en plus, et il n'est pas impossible qu'elles conduisent, dans l'avenir, à une transformation dans la nature même ou la disposition des étalons primordiaux destinés à représenter et à définir les unités fondamentales de dimensions. Au Bureau international des Poids et Mesures, diverses autres applications des franges d'interférence ont été faites récemment. En particulier, M. P. Chappuis a pu, en combinant les procédés Michelson avec le procédé Fizeau, arriver à déterminer, directement par les longueurs d'ondes, et sans faire intervenir aucun étalon métrique, les dimensions de pièces cubiques en verre, de 5 centimètres environ d'arête, destinées à servir dans un travail, actuellement encore en cours d'exécution, sur la masse du décimètre cube d'eau.

(¹) La vérification des sommes de 10 millimètres de chaque réglette, faite, comme je l'ai dit plus haut, par une mesure indépendante du centimètre entier, conduirait à une évaluation de l'exactitude à peu près du même ordre, plutôt un peu plus favorable.

ABSORPTION MÉTALLIQUE DE LA LUMIÈRE ;

Par M. R. SALVADOR BLOCH.

Les couches métalliques minces, obtenues par voie chimique ou électrolytique, ne peuvent être employées à la mesure du pouvoir absorbant des métaux que si leur épaisseur dépasse une certaine limite, celle de la *couche de passage*, au-dessous de laquelle les coefficients optiques n'ont pas leur valeur définitive.

Pour une autre raison, on ne peut opérer avec des lamelles trop minces : c'est qu'il faut éviter l'interférence entre le rayon qui a traversé la lame métallique et celui qui a subi deux réflexions intérieures.

Des lames satisfaisant à cette double condition sont voisines de l'opacité ; or, si l'on veut éviter la mesure du pouvoir réflecteur en valeur absolue, il en faut employer deux qui soient transparentes, d'une part, d'une épaisseur supérieure à celle de la couche de passage, d'autre part; la mesure ne donnerait d'ailleurs des résultats acceptables que si les épaisseurs de ces lames, astreintes, pourtant, à rester comprises entre des limites si rapprochées, présentaient une différence notable.

En présence des difficultés de la mesure directe, on peut se demander s'il ne serait pas possible de déterminer ces pouvoirs absorbants par une voie indirecte.

La théorie électromagnétique de la lumière fournit une relation entre le pouvoir absorbant d'un métal, sa résistance électrique et sa perméabilité magnétique ; mais les nombres ainsi calculés sont visiblement inacceptables, ce que Maxwell [1] explique en faisant remarquer que les coefficients électriques d'un métal doivent avoir une valeur entièrement différente pour les courants provoqués par des oscillations électriques de très courte durée, et pour ceux utilisés dans leur mesure.

En dehors des coefficients électriques, ceux qui définissent les propriétés de la lumière réfléchie sur un métal sont aussi susceptibles d'une mesure très exacte. Deux données expérimentales distinctes, relatives à la réflexion sur un métal permettraient le calcul

---

[1] MAXWELL, *Traité d'Électricité et de Magnétisme*, 4e partie, chap. XX.

des indices de réfraction et d'extinction de ce métal, si les relations fournies par les théories de la réflexion et reliant ces données aux indices étaient bien établies.

C'est ainsi que Beer applique la théorie de Cauchy au calcul des indices de réfraction et d'extinction des métaux, en utilisant les *paramètres de réflexion* (incidence principale et azimut de polarisation rétablie sous cette incidence) fournis par les expériences de Jamin.

Mais ces résultats ne sont, en réalité, que la conséquence d'une théorie plus ou moins discutable et ne peuvent être admis à titre définitif sans être contrôlés par des expériences directes (1).

Or j'ai indiqué les motifs qui, sur les métaux, rendent la mesure directe si difficile et si incertaine que les rares résultats obtenus sont loin de permettre une conclusion.

C'est ce qui m'a conduit à utiliser pour la mesure des indices d'absorption et pour la comparaison de leur valeur avec les nombres théoriques, non plus des métaux, mais des solutions *optiquement métalliques*, dont le pouvoir extincteur est beaucoup moindre que celui des métaux, de sorte qu'elles sont transparentes sous des épaisseurs notablement supérieures à celle de la couche de passage.

Les corps à couleurs superficielles, les couleurs d'aniline en particulier, présentent, on le sait, pour les radiations qu'ils absorbent, des propriétés optiques en tous points semblables à celles des métaux; ils réfléchissent fortement ces radiations; elles sont polarisées elliptiquement par réflexion sous les incidences obliques; par réflexion sous l'incidence morale, elles subissent une modification de la phase différente de celle qu'on observe pour les corps vitreux; de l'étude de ce dernier phénomène, M. Potier (2) a conclu que le pouvoir extincteur de la fuchsine solide, pour les rayons verts, doit être du même ordre de grandeur que celui des métaux.

Je me suis servi de solutions de fuchsine; mais, comme les dissolutions liquides, même au maximum de concentration, sont très éloignées encore de l'état métallique (3), j'ai utilisé des solutions incomparablement plus concentrées, constituées par des pellicules de collodion coloré.

---

(1) MASCART, *Optique*, t. II, p. 546.
(2) POTIER, *Comptes Rendus*, t. CVIII; 1889.
(3) Voir à ce sujet: BRILLOUIN, *Comptes Rendus*, t. CXV.

Au premier abord, l'emploi de miroirs en collodion peut paraître étrange. Pour lever de suite les doutes à ce sujet, je citerai seulement l'expérience suivante : si l'on évapore du collodion incolore sur une glace argentée, la pellicule de collodion présente dans ces conditions les couleurs des lames minces ; or les plages de *même coloration* ont souvent des étendues de plusieurs centimètres carrés ; et pourtant la moindre rugosité de la surface, la moindre hétérogénéité dans la structure s'accuserait par une altération de la couleur.

Si l'on vient maintenant à teinter ce collodion avec de la fuchsine, l'évaporation donnera une pellicule colorée, dont l'aspect métallique rappelle l'or vert, bien réfléchissante sans *aucun travail de polissage ;* la matière colorante est véritablement dissoute, car cette couche n'offre pas trace de cristallisation.

Comme le pouvoir extincteur de ces pellicules peut être gradué à volonté et prendre toutes les valeurs comprises entre zéro et celles qui sont du même ordre de grandeur que pour les métaux, elles me paraissent d'un emploi plus commode que les métaux pour l'étude des phénomènes optiques qui se rattachent à l'absorption métallique. Un autre avantage c'est que, métalliques pour les radiations qu'elles absorbent, elles se comportent comme des corps vitreux pour celles qui les traversent sans absorption.

En tous cas, quand on utilise ces pellicules pour une mesure, il importe de les explorer soigneusement, de façon à bien délimiter la région homogène et d'épaisseur uniforme.

J'ai donné ailleurs[1] la description détaillée des appareils que j'ai employés ; j'insiste ici sur un caractère qui leur est commun : la pellicule en expérience est toujours portée de façon à pouvoir être déplacée d'un mouvement lent dans le champ ; de plus, le dispositif est toujours tel que dans la lunette d'observation la pellicule est au point en même temps que le phénomène optique (spectre, franges d'interférence, etc.) envisagé dans la mesure. De la sorte, la moindre hétérogénéité s'accuse, aussitôt, avec une extrême netteté.

Mesure des épaisseurs. — La méthode que j'ai utilisée a été indiquée par M. Otto Wiener[2].

La pellicule dont il s'agit de mesurer l'épaisseur adhère à une glace ; on la coupe suivant une ligne bien nette, de manière à

---

(1) *Annales de Chimie et Phys.*, septembre et octobre 1897.
(2) OTTO WIENER, *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 629 ; 1887.

dénuder la glace à moitié. On dépose ensuite sur elle une autre glace (*fig.* 1). En recevant dans l'œil la lumière monochromatique d'un brûleur à sodium, réfléchie par les glaces, on voit les franges d'inter-

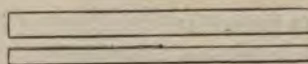


Fig. 1.

férence, dues à la mince couche d'air comprise entre elles, brusquement déplacées sur la ligne de coupure (*fig.* 2). Si la pellicule est vitreuse, c'est-à-dire si la réflexion à sa surface modifie la phase



Fig. 2.

comme la réflexion sur le verre, le déplacement des franges est dû uniquement à la différence d'épaisseur des deux couches d'air, différence qui est égale à l'épaisseur de la pellicule.

Je fixe les deux glaces l'une contre l'autre avec du mastic ou, ce qui est plus commode, avec des pinces à ressort, de façon que les franges soient et restent sensiblement perpendiculaires à la ligne de coupure; puis j'installe les glaces devant un spectroscope, dont la fente, normale à la ligne de coupure, reçoit la lumière réfléchie par les glaces sous une incidence que j'appelle α; nous avons alors dans le spectre deux systèmes de franges superposés et déplacés l'un par rapport à l'autre. J'appellerai, pour abréger, *franges du premier système* celles dues à la couche d'air la plus épaisse, c'est-à-dire limitée par le verre sur ses deux faces, et *franges du deuxième système* celles produites par la couche d'air, limitée d'un côté par le verre, de l'autre par la lamelle à mesurer.

Supposons que la lumière analysée ait été réfléchie sous l'angle d'incidence α; si j'appelle E l'épaisseur de la couche d'air comprise entre la glace supérieure et la lamelle, e l'épaisseur de la lamelle, $\lambda_n, \lambda_{n+1}, \lambda_{n+2}, \ldots$, les longueurs d'onde des franges successives du premier système $\lambda_m, \lambda_{m+1}, \lambda_{m+2}, \ldots$, les longueurs d'onde du deuxième système, on a les relations

$$2(E + e)\cos\alpha = n\lambda_n = (n+1)\lambda_{n+1} = (n+2)\lambda_{n+2} = \ldots$$
$$2E\cos\alpha = m\lambda_m = (m+1)\lambda_{m+1} = (m+2)\lambda_{m+2} = \ldots;$$

n et m, par suite $n+1$, $m+1$, ..., sont des nombres entiers que j'appellerai les *numéros d'ordre* des franges correspondantes.

Pour avoir e, nous sommes donc conduits à déterminer, pour une frange de chaque système, son numéro d'ordre et sa longueur d'onde.

Influence d'un changement de phase par réflexion métallique. — J'ai supposé la lamelle, dont il s'agit de mesurer l'épaisseur, vitreuse, c'est-à-dire que la réflexion, à sa surface, produit la même modification de phase que la réflexion sur le verre. Aucune des méthodes optiques ne serait applicable immédiatement, si la lamelle est métallique; elles fourniraient, pour l'épaisseur, des nombres inexacts qui pourraient même être négatifs (1). C'est qu'en effet la réflexion, à la surface d'un métal ou d'un corps métallique, introduit une altération de la phase différente de celle qu'on observe pour *tous* les corps transparents et qui, du reste, pour un même métal, peut être variable suivant la couleur.

Le procédé le plus simple pour mettre en évidence cette altération de la phase est celui appliqué par M. Wernicke (2), puis plus tard par M. Potier (3). On recouvre à moitié une mince lame de verre du corps dont on veut étudier la réflexion; cette lame, éclairée normalement par l'autre face, est installée devant la fente d'un spectroscope, dans lequel on observe les franges produites par l'interférence des rayons réfléchis sur les deux faces de la lame. Si l'enduit déposé sur la lame est transparent, les franges sont dans le prolongement l'une de l'autre ou sont exactement déplacées de la moitié de l'intervalle de deux franges, suivant que le verre a un indice supérieur ou infé-

(1) Voir Quincke, *Pogg. Ann.*, t. CXLII, 1871, p. 192; et Potier, *Comptes Rendus*, t. LXXV; 1872.

(2) Wernicke, *Pogg. Ann.*, t. CLIX; 1876.

(3) Potier, *Comptes Rendus*, t. CVIII, p. 995; 1889.

rieur à celui de la couche qui le recouvre. Mais, avec une couche d'argent, les deux systèmes de franges sont déplacés l'un par rapport à l'autre; le déplacement est sensiblement le même pour toutes les couleurs et correspond à une avance de $\frac{\lambda}{4}$, si l'on admet qu'il s'est effectué vers le violet ou à un retard de $\frac{3}{4}\lambda$ vers le rouge. Les expériences de M. Otto Wiener [1] paraissent avoir tranché la question: elles établissent que le déplacement correspond à un retard de $\frac{3}{4}\lambda$.

La lame de verre étant à moitié recouverte d'un enduit de fuchsine, obtenu par l'évaporation de quelques gouttes d'une solution alcoolique de cette substance, on constate que les franges sont en coïncidence dans le violet, vers la raie G; mais, en marchant vers le rouge, on a un écart croissant des deux systèmes de franges, qui atteint exactement le demi-intervalle de deux franges dans le rouge.

Voici les résultats de M. Potier:

Raies	D	E	b	F
$\frac{\delta}{\lambda}$	0,41	0,30	0,25	0,18

La fuchsine, qui absorbe énergiquement les radiations vertes, pour lesquelles elle a un coefficient d'extinction comparable à celui des métaux, est transparente pour les radiations rouges et violettes; elle se comporte aussi à l'égard de ces radiations comme un corps vitreux. Dans l'expérience qui vient d'être décrite, les bandes sont exactement déplacées d'une demi-longueur d'onde dans le rouge, ce qui indique que l'indice de la fuchsine pour le rouge est supérieur à celui du verre (crown), qui constitue la lamelle, mais son indice pour le violet est, par suite de la dispersion anomale de la fuchsine, plus petit que celui de la lamelle; les franges, comme l'expérience le démontre, doivent donc coïncider dans le violet.

Si la lamelle était constituée par une substance dont l'indice, même pour le rouge, serait supérieur à celui de la fuchsine, les franges devraient coïncider dans le rouge et dans le violet; c'est ce que M. Potier a vérifié en prenant une lamelle d'un flint très réfringent

[1] O. WIENER, *Wied. Ann.*, t. XXXI; 1887.

($n = 1,96$); les franges coïncident dans le rouge et le violet, elles sont déplacées les unes par rapport aux autres dans la région intermédiaire; l'écart est maximum entre les raies D et E, il est redevenu nul au voisinage de C.

J'ai répété l'expérience de M. Potier avec des lamelles de mica, pour m'assurer que, sous des incidences inférieures à 15°, les franges restent en coïncidence dans le violet et restent déplacées exactement de $\frac{\lambda}{2}$ dans le rouge, soit qu'on polarise la lumière dans le plan d'incidence ou perpendiculairement, ces directions de polarisation étant d'ailleurs les directions principales de la lame de mica.

Les expériences que je viens de décrire montrent la nécessité, dans les mesures d'épaisseur des pellicules colorées dont il s'agit ici, de n'envisager, parmi les franges du deuxième système, que celles situées dans le rouge et dans le violet; dans les autres couleurs la mesure risquerait d'être faussée par l'altération de phase qui accompagne la réflexion; et l'erreur n'est pas négligeable puisque, pour des couches solides de fuchsine, elle peut atteindre, dans le vert, $\frac{2}{3}$ de longueur d'onde, soit environ 340 $\mu\mu$.

Comme on peut le voir par le détail de mes mesures, je me sers des franges du deuxième système placées dans le voisinage de la raie du lithium, c'est-à-dire dans une région du spectre où l'altération de phase ne se fait certainement plus sentir.

En procédant ainsi, j'ai le grand avantage de faire porter la mesure sur la pellicule elle-même, sans être obligé de lui faire subir, au préalable, une altération chimique pour la transformer en un corps vitreux, et sans être forcé de rien admettre sur la valeur de sa densité.

Mesure des pouvoirs absorbants. — L'absorption de la lumière, par de minces couches métalliques, a fait l'objet des travaux de MM. Wernicke, Wien, Rathenau.

M. Wien [1] a mesuré, au bolomètre, l'affaiblissement des radiations d'une source calorifique produit par leur passage à travers des couches d'argent, d'or, de platine, de fer; ce dernier métal est déposé galvaniquement sur platine, les autres sont déposés chimiquement. Ces résultats de M. Wien, d'ailleurs obtenus sans décomposi-

[1] *Wied. Ann.* Ergänzung's Bd. VIII; 1878.

tion spectrale, sont extrêmement divergents, ce qui paraît tenir à la méthode défectueuse employée pour mesurer les épaisseurs et surtout à la diversité des pouvoirs réflecteurs des divers échantillons expérimentés.

M. Wernicke[1], auquel on doit le premier essai de mesure du pouvoir absorbant d'un métal (son travail est antérieur d'une dizaine d'années à celui de M. Wien), a soumis à la mesure photométrique des couches transparentes d'argent, dont il déterminait ensuite l'épaisseur, après les avoir transformées en iodure, par la méthode indiquée plus haut.

Comme les propriétés optiques des métaux ne deviennent constantes que pour une épaisseur évaluée à 50$\mu\mu$, et qui probablement est plus grande, il faut opérer sur des couches métalliques d'une épaisseur supérieure à cette valeur; une autre raison, d'ailleurs, impose une limite minimum pour l'épaisseur, c'est la nécessité d'éviter les phénomènes d'interférence entre le rayon qui a traversé une fois la lame métallique et le rayon qui a subi deux réflexions intérieures. Les miroirs d'argent employés par M. Wernicke ont, en millionièmes de millimètre, les épaisseurs suivantes :

e_1............	105,2	88,1	96,4	87,1	105,7
e_2............	99,2	73	81,7	77,0	98,9
$e_1 - e_2$............	6	15,1	14,7	10,1	6,8

En réalité, tout se passe comme si l'on mesurait l'affaiblissement de la lumière par la traversée d'une couche d'épaisseur égale à $e_1 - e_2$; cette différence est toujours petite dans les expériences de M. Wernicke, puisqu'elle varie entre 6$\mu\mu$ et 15$\mu\mu$. Or, si l'on tient compte de l'erreur possible, dans la mesure des épaisseurs, qui est d'environ 2$\mu\mu$ [1], par suite double sur la différence $e_1 - e_2$, on voit que cette différence est donnée avec une erreur relative qui peut atteindre $\frac{2}{3}$.

M. W. Rathenau[2], dans un travail très complet sur cette difficile question, paraît avoir cherché à éviter cette grave objection. M. Rathenau emploie des dépôts électrolytiques sur verre platiné,

(1) La mesure porte sur une couche d'iodure d'argent dont l'épaisseur est environ quadruple de celle de la couche d'argent d'où elle provient.

(2) Walther Rathenau, *Inaugural Dissertation*, Berlin; 1889.

obtenus par les procédés de M. Kundt; pour l'or et l'argent, il s'est servi, en outre, de couches déposées par réduction chimique. Si les différences d'épaisseurs de ses miroirs sont encore souvent trop faibles, 10 à $12\mu\mu$, elles atteignent pourtant, dans certaines mesures, de 50 à $60\mu\mu$. Mais, si l'on se rappelle que chacun des deux miroirs doit avoir une épaisseur supérieure à la couche de passage, on voit que la mesure photométrique doit être, dans ce cas, très incertaine.

Est-ce pour cette raison, est-ce par suite d'une structure particulière de ces dépôts électrolytiques, est-ce enfin parce qu'en tenant compte de l'épaisseur du platine sous-jacent, le métal déposé n'aurait peut être pas l'épaisseur de la couche de passage, M. Rathenau trouve, pour l'indice d'extinction de l'argent, des nombres 1,79 et 2,85, très différents suivant que ce métal est déposé galvaniquement ou par réduction chimique.

En tous cas, ce fait montre que les résultats de M. Rathenau se prêtent mal à une comparaison avec les valeurs théoriques du coefficient d'extinction, déduites des expériences de Jamin et de Quincke sur la réflexion métallique.

On voit, pour cette comparaison, la nécessité de *faire les mesures des paramètres de réflexion sur les miroirs mêmes qui ont servi à mesurer le coefficient d'extinction.*

On voit surtout, par l'exposé que je viens de faire, tout l'avantage qu'il y a à se servir de dépôts optiquement métalliques, mais d'un pouvoir absorbant moindre que celui des métaux, de façon à pouvoir opérer avec des différences $e_1 - e_2$ grandes, tout en laissant à chacun des miroirs une épaisseur notablement supérieure à celle de la couche de passage.

Vérification de l'identité optique. — Si l'on veut soumettre à la mesure du pouvoir absorbant les couches de collodion fuchsiné sur lesquelles porte le présent travail, il est nécessaire, pour éviter la détermination du pouvoir réflecteur sous l'incidence normale, d'en avoir deux d'épaisseurs inégales, mais douées de pouvoirs réflecteurs identiques et conservant, dans leur profondeur, une structure identique.

Je me suis assuré de cette identité en mesurant l'ellipticité des rayons verts réfléchis sous les diverses incidences par les deux pellicules; tous les travaux relatifs à la réflexion métallique établissent que deux coefficients, l'incidence principale et l'azimut de polari-

sation rétablie sous cette incidence, définissent complètement les propriétés optiques d'un milieu absorbant.

Des valeurs identiques pour ces deux coefficients établiront donc l'identité optique des deux miroirs. Il est, du reste, nécessaire de les mesurer pour le calcul de l'indice théorique.

Principe de la méthode photométrique. — Un faisceau lumineux, rendu parallèle par un collimateur, polarisé par un nicol, tombe normalement sur un biquartz (les quartz font tourner d'environ 45° le plan de polarisation des rayons verts) ; après un nicol analyseur mobile sur un cercle divisé, une lentille projette l'image du biquartz sur la fente d'un spectroscope muni, d'autre part, d'une fente oculaire.

On a ainsi, dans le spectre, deux parties superposées qui correspondent chacune à l'un des quartz ; les intensités de ces deux parties ne seront égales que pour une position déterminée de l'analyseur, celle où sa section principale bissecte l'angle des plans suivant lesquels sont respectivement polarisées les deux moitiés du faisceau.

La pellicule est coupée suivant une ligne bien nette de manière à dénuder la glace à moitié. Elle est placée entre les deux nicols tout contre le biquartz ; un support approprié permet de la rendre normale au faisceau et d'amener la ligne de coupure exactement à la hauteur de la ligne de jonction des quartz. De la sorte, la moitié du faisceau qui traverse la couche absorbante, traverse l'un des quartz seulement, soit par exemple le quartz inférieur.

Pour rétablir l'égale intensité des deux moitiés du faisceau, il faut tourner l'analyseur vers la position d'extinction du quartz non masqué par la pellicule absorbante.

Le mode d'emploi de ce photomètre est tout à fait analogue à celui d'un saccharimètre à pénombre, et la position du nicol analyseur, qui rétablit l'égale intensité, est fixée, comme nous allons le voir, avec une précision comparable à celle de ces instruments.

Mais le grand avantage de ce dispositif, c'est de n'exiger qu'une seule source de lumière ; de plus, la *mesure est indépendante des variations possibles de cette source*, condition absolument nécessaire, car, avec des pellicules très absorbantes, je ne pouvais employer que la lumière solaire.

Soit α l'angle dont chacun des quartz fait tourner le plan de polarisation pour la radiation envisagée ; dans la position de l'analyseur

où il rétablit l'égale intensité des deux moitiés du faisceau, il se trouve à une distance angulaire δ de la position d'extinction pour la moitié supérieure du faisceau.

On a, par suite, l'équation

$$(1) \qquad (1 - R)\, k^{\varepsilon_1} \sin^2 (2\alpha - \delta) = (1 - \rho) \sin^2 \delta,$$

k, pouvoir absorbant de la pellicule dont l'épaisseur est de ε_1 ; R et ρ sont respectivement les pouvoirs réflecteurs de la pellicule et du verre ; nous allons d'ailleurs éliminer ces deux coefficients, car nous répétons l'expérience avec une seconde pellicule d'épaisseur ε_2, ce qui nous donne l'équation

$$(2) \qquad (1 - R)\, k^{\varepsilon_2} \sin^2 (2\alpha - \delta') = (1 - \rho) \sin^2 \delta'.$$

Divisant membre à membre les équations (1) et (2), il vient :

$$(3) \qquad k^{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} = \frac{\sin^2 \delta}{\sin^2 \delta'} \, \frac{\sin^2 (2\alpha - \delta')}{\sin^2 (2\alpha - \delta)}.$$

Le coefficient k mesure l'intensité du faisceau lumineux qui a traversé une épaisseur de couche absorbante égale à l'unité, l'intensité du faisceau incident étant prise pour unité. L'expression numérique de k dépend donc de l'unité de longueur.

La substitution des exponentielles imaginaires aux fonctions trigonométriques a conduit à introduire un coefficient γ relié à k par la relation

$$k = e^{-\frac{4\pi\gamma}{\lambda}}.$$

C'est ce coefficient γ, dont l'expression numérique est indépendante du choix des unités, qu'on appelle l'*indice d'extinction*, en rappelant ainsi la connexion étroite qui lie, dans le développement de la théorie, ce coefficient à l'indice de réfraction.

Comparaison des valeurs théoriques de l'indice d'extinction avec le résultat des mesures directes. — Je me borne ici à indiquer brièvement mes résultats, renvoyant au mémoire *in extenso* [1] pour leur discussion.

J'ai opéré avec les radiations de la raie E, qui se trouve sensiblement au milieu de la bande d'absorption de la fuchsine.

---

[1] Thèse de doctorat, Paris ; 1896 ; — et *Annales de Chimie et de Physique*, septembre et octobre 1897.

Pour un couple de pellicules dont les épaisseurs sont respectivement de 245μμ et 452μμ, l'indice théorique, calculé par la théorie de Cauchy avec une incidence principale I = 58°,60′, un azimut de polarisation B = 11°,34, est 0,476 ; la mesure photométrique a donné 0,509.

Pour un couple de pellicules beaucoup plus métalliques, qu'il faut, par suite, employer sous de faibles épaisseurs, 109μμ et 182μμ, I = 67°,40′, B = 13°,43′, d'où un indice théorique 0,937, l'indice mesuré a été trouvé égal à 1,07.

Il ne saurait être question, dans ce cas, de vérifier l'identité des deux nombres théorique et direct ; mais je tenais simplement à constater qu'ils sont bien du même ordre de grandeur, fait que les essais tentés sur les métaux rendaient incertain. On voit, de plus, que la fuchsine a pour les radiations vertes un indice d'extinction voisin de 1, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que celui des métaux.

La mesure directe de l'indice d'extinction atteindra sa plus grande précision dans le cas de couches moins absorbantes, pouvant être employées sous des épaisseurs relativement grandes, et surtout présentant des différences d'épaisseurs notables ; la mesure photométrique, elle aussi, est, dans ces conditions, plus précise. Un couple de pellicules dont les épaisseurs sont 408μμ et 842μμ ont un indice mesuré de 0,224 ; l'indice théorique calculé, avec I = 58° et B = 5° 30′, est 0,219.

Mesure des indices de réfraction. — Quoique mon travail eût surtout pour but la mesure des indices d'extinction, j'ai fait quelques mesures d'indices de réfraction.

Une pellicule absorbante, dont l'épaisseur est préalablement mesurée, est placée sur l'un des faisceaux du réfractomètre Jamin ; l'indice se déduit du déplacement des franges.

Quoique la mesure porte sur des solutions incomparablement plus concentrées que les solutions liquides, il est possible, à cause de l'extrême minceur de la couche absorbante, de déterminer l'indice dans la région absorbée du spectre.

J'ai pu reconnaître ainsi que l'indice varie d'une manière continue à travers la bande d'absorption.

Depuis, M. Stscheglayew [1] et M. Pfluger [2] sont arrivés au même résultat par l'emploi de prismes d'angles très petits.

---

(1) Stscheglayew, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. III ; 1895.
(2) Pfluger, *Wied. Ann.*, t. LVI ; 1895.

POLARISEURS CIRCULAIRES. — DÉTERMINATION DU SENS D'UNE VIBRATION CIRCULAIRE ;

Par M. A. COTTON.

Il est facile de se tromper sur le sens d'une vibration circulaire. Ces erreurs ont parfois une grande importance ; elles peuvent modifier les conclusions d'une théorie. C'est ainsi que la théorie électromagnétique de Lorentz, qui a suggéré à M. Zeeman ses belles expériences sur les flammes colorées placées dans un champ magnétique, conduit ce savant à admettre l'existence, dans la source, de charges négatives en mouvement. Or une erreur sur le sens des vibrations circulaires se propageant suivant les lignes de force l'avait amené, au début, à conclure à l'existence de charges positives.

Dans un travail récent [1] M. Cornu vient d'attirer l'attention sur cette difficulté et d'indiquer un procédé pour reconnaître à coup sûr le sens d'une vibration circulaire. Ce procédé, fondé sur la double réfraction circulaire du quartz, nécessite l'emploi soit d'un prisme de quartz dont le plan bissecteur est normal à l'axe, soit d'un triprisme de Fresnel *démontable*.

Si l'on ne possède pas ces appareils, on pourra utiliser l'un des procédés suivants. Les expériences dont il s'agit sont sans doute bien connues ; on en trouvera la description dans l'*Optique physique* de Billet ; je crois cependant devoir énoncer ici, à cause de leur grande simplicité, les règles pratiques qu'on peut en déduire.

I. — *Emploi d'un parallélipipède de Fresnel.* — Cet appareil est un quart d'onde, convenant à peu près pour toute l'étendue du spectre visible, et qui présente un autre avantage sur une lame cristalline. La direction de la vibration qui s'y propage le plus vite se reconnaît à première vue : c'est la vibration OA comprise dans le plan de symétrie de l'appareil, plan où s'effectuent les deux réflexions, qui est *avancée* d'un quart d'onde par rapport aux vibrations perpendiculaires.

On déduit immédiatement de cette remarque, que j'ai vérifiée comme on le verra dans un moment, la règle pratique suivante :

Pour construire un polariseur circulaire, on prendra un nicol qui ne laissera passer que les vibrations OP comprises dans le plan de sa

[1] Cornu, Journal *l'Eclairage électrique*, XIII, p. 241-249 ; 1897.

section principale (dont la direction est indiquée par les petites diagonales des faces terminales). On placera à la suite un parallélipipède de Fresnel, dont le plan de symétrie OA sera à 45° de OP. Le sens des vibrations circulaires produites est celui dont l'observateur, recevant le rayon émergent, ferait tourner OA de 45° pour l'amener sur OP.



A. — Anneaux ordinaires du spath perpendiculaire.
(photographiés à la lumière du sodium).

II. — *Emploi des anneaux du spath.* — Supposons que l'on ait une lame de spath perpendiculaire telle que celle qui sert à l'observation



B. — Anneaux déformés (analyseur circulaire).

(nicols croisés, lumière dite convergente) des anneaux et de la croix noire. Si l'on place cette lame entre un nicol et un polariseur (ou

analyseur) *circulaire*, on observe, quelle que soit l'orientation du nicol, des anneaux formant deux systèmes, ces anneaux n'étant pas à la même place dans deux quadrants adjacents. Les fragments d'anneaux les plus voisins du centre se réduisent à *deux taches noires* TT' très apparentes. Pour peu que le spath ait quelques millimètres d'épaisseur, on aperçoit ces taches et les premiers anneaux sans employer aucune lentille.

La ligne OT joignant les taches fait toujours avec la section principale OP du nicol un angle de 45° ; à droite ou à gauche, suivant le sens du polariseur (ou analyseur) circulaire. L'examen des taches permet donc de fixer ce sens [1].

Supposons que l'on ait à étudier un *analyseur* circulaire [s'il s'agit d'un polariseur, on n'aura qu'à le retourner bout pour bout pour en faire un analyseur de même sens [2]]. La lumière traversera le nicol, puis le spath et l'analyseur. Le sens de l'analyseur circulaire est celui suivant lequel l'observateur, recevant les rayons émergents, ferait tourner la section principale OP (de 45°) pour l'amener sur la ligne des taches OT.

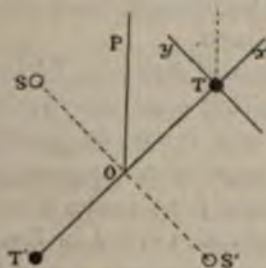


Fig. 1.

On établit immédiatement cette règle en se souvenant que dans le spath, cristal négatif, la vibration qui se propage le plus vite est la vibration extraordinaire comprise dans le plan passant par l'axe et le rayon (section principale). Considérons (*fig.* 1) l'une des taches T, elle nous indique la direction des rayons inclinés sur

(1) De même qu'il permet, comme on sait, aux minéralogistes de trouver, à l'aide d'un mica quart d'onde connu, le signe d'une lame uniaxe perpendiculaire.

(2) Ou bien on emploiera un faisceau lumineux marchant en sens contraire, l'observateur recevant les rayons sortant du nicol. Le sens du polariseur circulaire est alors celui dont il faudrait faire tourner de 45° la ligne des taches pour l'amener sur la section principale.

l'axe, qui, en traversant le cristal, ont été polarisés circulairement, et que l'analyseur a supprimés.

Or des deux composantes x (extraordinaire) et y (ordinaire) de la vibration primitive, qui prennent dans le spath une différence de marche de $\frac{\lambda}{4}$, c'est la composante x qui est en avance. Les vibrations sortant du spath sont donc circulaires gauches, et l'analyseur est droit, conformément à la règle précédente. S'il était gauche, les taches tourneraient de 90° et viendraient en SS'.

L'expérience précédente appliquée au parallélipipède de Fresnel donne la règle citée plus haut.

On peut contrôler ces règles de diverses manières. En particulier, on peut utiliser le quart d'onde obtenu en comprimant progressivement dans une petite presse un parallélipipède de verre. Le verre comprimé est un uniaxe positif, où les vibrations parallèles aux lignes de pression ont la plus grande vitesse. L'expérience est très facile à répéter avec le spath ; on voit les anneaux se modifier progressivement.

D'autre part, j'ai répété les expériences de Zeeman, et, dans le cas de l'observation suivant les lignes de force, j'ai retrouvé le sens indiqué par l'énoncé de M. Cornu.

III. — *Erratum au travail intitulé: « Dichroïsme circulaire ».* — Dans ce travail ([1]) je m'étais *constamment* servi, pour produire une vibration circulaire de sens connu, du parallélipipède de Fresnel ; mais j'avais admis au sujet de cet appareil une règle inexacte. Il faut donc *partout*, à propos des tartrates absorbant inégalement les deux circulaires, lire vibration *droite* au lieu de vibration *gauche*. Cette correction ne change rien aux conclusions, le rayon qui a la plus grande vitesse étant tantôt le moins absorbé, tantôt l'autre.

Cette correction faite, les liquides étudiés dans ce travail pourront servir à reconnaître celle des plages d'un double polariseur circulaire qui laisse passer de la lumière droite.

Voici l'origine de l'erreur que j'avais commise : Billet est le seul, à ma connaissance, qui ait décrit des expériences sur la direction de la vibration avancée dans un parallélipipède. Pour fixer cette direction, il comparait cet instrument au mica quart d'onde. Mais il adoptait, sans que je m'en fusse aperçu, pour le mot « section princi-

---

([1]) *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 237 ; 1897 ; — *Annales de Ch. et de Phys.*, 7e série, VIII, p. 347.

pale » du mica, un sens différent de celui ordinairement admis (section contenant les axes). Aussi traite-t-il le mica comme un cristal *positif*.

Les micas n'ont d'ailleurs pas tous le même signe, bien qu'ils soient ordinairement négatifs. Il faut donc tracer sur la lame la direction de la *vibration retardée*, et inscrire à côté ces mots : *vibration retardée*, plutôt que les mots de : section principale, axe, etc., qui peuvent amener des confusions.

SUR UNE NOUVELLE APPLICATION DE LA MÉTHODE DES ISOTHERMES A LA MESURE DE LA CONDUCTIBILITÉ ;

Par W. VOIGT.

De Sénarmont a indiqué une méthode très simple pour rendre visibles les isothermes à la surface d'une lame chauffée en un point. Il recouvre la surface d'une couche mince d'un mélange de cire et de térébenthine, qui fond graduellement sur tous les points dont la température est supérieure au point de fusion. On voit alors que les parties liquides sont attirées sur les bords de la couche restée solide. Elles y forment un petit bourrelet qui reste assez bien marqué, même après le refroidissement de la lame.

Cette élégante méthode a été utilisée, comme on sait, par de Sénarmont et par d'autres, pour déterminer les rapports des axes principaux de conductibilité thermique des corps cristallisés. Malgré tous ses avantages, elle ne se prête pas cependant à des mesures très précises pour les raisons suivantes :

1° Les isothermes obtenues par le mélange de cire et de térébenthine n'ont pas toute la netteté désirable ;

2° L'interprétation des résultats de la méthode de de Sénarmont présente, au point de vue théorique, des difficultés qui viennent de ce que les conditions dans lesquelles on obtient les isothermes ne répondent qu'imparfaitement aux suppositions du calcul.

On peut remédier à l'inconvénient mentionné en premier lieu en recouvrant la plaque d'une substance ayant un point de fusion mieux défini et pas trop élevé. Beaucoup de substances qui remplissent ces conditions doivent être rejetées, parce qu'elles n'adhèrent pas suffisamment aux surfaces, ou que les cristaux auxquels elles donnent

naissance sont trop volumineux. La substance qui donne les meilleurs résultats est l'acide élaïdique, auquel on ajoute environ 1/4 de son poids du mélange de de Sénarmont.

Les cristaux formés par l'acide élaïdique sont d'autant plus petits que le refroidissement a été plus rapide. Une lame, convenablement recouverte de ce mélange et posée après l'échauffement sur un bloc de métal froid, donne un dépôt uniforme de structure cristalline à peine visible ; les isothermes obtenues dans ces conditions sont d'une extrême finesse.

L'emploi de ce mélange permet d'opérer à des températures plus basses (de 60° à 70°) que celui de de Sénarmont, circonstance qui a quelque importance pour les cristaux qui se désagrègent ou qui perdent facilement leur eau de cristallisation. J'ajouterai que, pour obtenir sûrement de bons résultats, il faut tenir le mélange à l'abri de la poussière ou l'en débarrasser par filtrage s'il en renferme. En outre, on pourra faciliter l'adhésion du liquide à la lame en recouvrant d'abord celle-ci d'une couche très mince de gomme laque, qui se dissout dans le mélange d'acide élaïdique sans en modifier sensiblement les propriétés.

Après avoir réussi à rendre les phénomènes plus distincts, j'ai cherché si la méthode des isothermes pouvait être appliquée d'une manière plus rigoureuse à l'étude des corps cristallisés.

On admet généralement pour le calcul que l'épaisseur de la lame est négligeable relativement aux dimensions des ellipses isothermiques et que ces dernières sont également négligeables par rapport aux dimensions latérales de la lame, ou encore, — si l'on considère la lame comme occupant la moitié de l'espace — que la conductibilité extérieure est pratiquement nulle ; or ces conditions sont loin d'être celles de l'expérience.

La méthode que je vais exposer ne présente pas ces difficultés et permet de déterminer les axes principaux de conductibilité thermique des cristaux et leurs rapports dans tous les cas importants.

Je supposerai d'abord que les axes de symétrie thermique du cristal, x, y, z soient connus et qu'il s'agisse seulement de déterminer les rapports entre les conductibilités suivant ces axes. Dans ce but je fais tailler une lame parallèlement au plan xy et lui fais donner la forme d'un rectangle dont les côtés longs sont parallèles à la bissectrice de l'angle formé par les axes x et y ; puis je coupe la lame en son milieu parallèlement à la bissectrice et rapproche les deux

moitiés en les collant après avoir fait tourner l'une d'elles de 180°, comme l'indique la (*fig.* 1).



Fig. 1.

Si l'on chauffe maintenant cette lame double à l'aide d'une source de chaleur placée symétriquement par rapport à la section $\alpha\beta$, en appliquant, par exemple, un corps de température uniforme sur le côté α ou sur le côté β, les isothermes prennent la forme représentée (*fig.* 2).

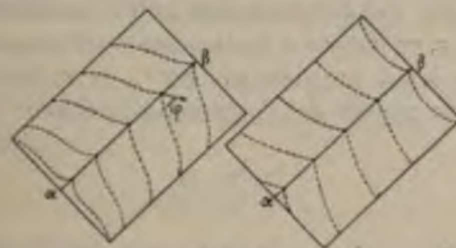


Fig. 2.

Elles sont marquées par deux lignes — plus ou moins droites, suivant que la conductibilité du cristal est plus ou moins grande — qui se raccordent le long de la section $\alpha\beta$ sous un angle constant ψ.

Les conductibilités principales λ_1 et λ_2 sont liées à l'angle ψ par la relation

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{1 \mp \operatorname{tg} \frac{1}{2} \psi}{1 \pm \operatorname{tg} \frac{1}{2} \psi}.$$

L'angle ψ peut être mesuré avec facilité et exactitude. Une incertitude de 1/2 degré dans la mesure de ψ correspond à un peu moins de 1 0/0 du rapport à déterminer.

La *fig.* 3 représente les isothermes obtenues sur une lame double de quartz chauffée successivement dans les deux directions opposées. L'angle ψ est d'environ 30° pour le quartz. La plaque avait été recouverte d'acide élaïdique avec une forte proportion de cire et de térébenthine.



Fig. 3.

En opérant sur une deuxième lame taillée parallèlement aux axes thermiques y, z, on obtiendra de la même manière le rapport $\lambda_2 : \lambda_3$. Une troisième lame, parallèle aux axes z et x, donnera $\lambda_3 : \lambda_1$ et fournira ainsi un contrôle des observations, puisque

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_3} = \frac{\lambda_1}{\lambda_3}.$$

Pour les cristaux qui permettent de reconnaître au moins un plan de symétrie thermique xy, on pourra d'abord déterminer la position des axes et le rapport des conductibilités correspondantes λ_1 et λ_2 en soumettant à l'expérience précédente deux lames parallèles au plan xy, que l'on raccorde après avoir fait tourner l'une d'elles de 45°. Cela fait, on déterminera $\frac{\lambda_1}{\lambda_3}$ ou $\frac{\lambda_2}{\lambda_3}$ comme précédemment. A l'exception du système triclinique pour lequel la méthode ne permet pas une application rigoureuse, l'on obtiendra de cette façon les rapports des conductibilités thermiques $\lambda_1 : \lambda_2 : \lambda_3$ pour des cristaux quelconques, sans grande dépense de matière et suivant un principe inattaquable au point de vue théorique.

La méthode des isothermes est encore avantageusement applicable à la détermination des conductibilités relatives des corps isotropes, lorsqu'il s'agit de mauvais conducteurs ou de matériaux

rares. On tirera à cet effet, des corps à étudier, deux lames de même épaisseur ayant la forme d'un triangle rectangle dont on rapprochera les hypoténuses de façon à former un rectangle (¹).

Quand on chauffe une plaque ainsi préparée par l'un de ses côtés, on obtient des isothermes semblables à celles de la *fig.* 4,

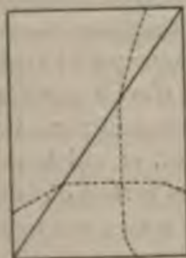


Fig. 4.

qui présentent un point anguleux à la séparation des deux corps. Lorsque l'échauffement a lieu du côté du corps meilleur conducteur, les isothermes sont plus droites, et l'angle de raccordement est mieux défini que dans le cas inverse.

Si l'on désigne par φ', φ'' les angles formés par l'isotherme et l'hypoténuse sur chacune des lames accolées, et par λ', λ'' les conductibilités de celles-ci, on aura

$$\lambda' \operatorname{cotg} \varphi' = \lambda'' \operatorname{cotg} \varphi''.$$

Les valeurs de φ' et φ'' étant données par l'expérience, on en déduira $\lambda' : \lambda''$.



Fig. 5.

Si la conductibilité de l'une des substances est connue, on pourra

(¹) Il est avantageux de donner approximativement aux côtés de ce rectangle des longueurs proportionnelles aux racines carrées des conductibilités.

déduire ainsi la conductibilité de l'autre en valeur absolue. Cette méthode, légèrement modifiée, peut aussi s'appliquer aux cristaux.

La *fig.* 5 représente une lame de la deuxième catégorie, composée de deux espèces de verres, sur laquelle on a fait une expérience intéressante.

L'enduit qui consistait en acide élaïdique additionné d'une petite quantité de cire et de térébenthine donnait un dépôt sensiblement cristallin. On prépara la plaque pour l'expérience en la refroidissant très rapidement, de façon à n'avoir que des cristaux de très petites dimensions. Après l'échauffement partiel par l'un de ses côtés, la lame fut refroidie lentement, ce qui favorisa le développement de gros cristaux dans toutes les parties où la liquéfaction avait eu lieu. On a obtenu ainsi l'isotherme avec une netteté remarquable.

A. RIGHI. — Sulle onde secondarie dei dielettrici (Sur les ondes secondaires des diélectriques). — *Memorie della R. Acc. dell' Istituto di Bologna*, série V, t. VI, p. 189.

Dans un mémoire antérieur à celui-ci [1], M. Righi a montré qu'un résonnateur peut être impressionné à la fois par les ondes électriques venues d'un excitateur O et par les *ondes secondaires* qu'un résonnateur R′, voisin de R, émet sous l'influence des ondes de l'excitateur. Les deux actions interfèrent sur R. Les ondes secondaires émises par R′ sont en opposition de phase avec les ondes qui excitèrent R′. La différence de marche entre les deux systèmes d'ondes qui interfèrent sur R est :

$$\delta = OR' + R'R + \frac{\lambda}{2} - OR.$$

Les ondes secondaires issues de R′ affaiblissent ou renforcent les étincelles du résonnateur R, suivant que δ est voisin d'un nombre impair ou d'un nombre pair de demi-longueurs d'onde.

On peut constater l'action des ondes secondaires seules en soustrayant le résonnateur R, à l'action directe de l'oscillateur. Il suffit de placer R dans la position transversale, c'est-à-dire perpendiculaire à la fois à l'oscillateur et au rayon qui en émane, ou dans la

(1) A. RIGHI, *Memorie della R. Acc. dell' Istituto di Bologna*, série V, t. IV, p. 566.

position longitudinale, c'est-à-dire suivant le rayon. Le résonnateur R est alors obscur ; mais il étincelle dès qu'on en approche un résonnateur qui n'est perpendiculaire ni à l'oscillateur ni au résonnateur.

Dans les mêmes conditions l'approche d'un diélectrique D fera aussi reparaître les étincelles du résonnateur. Le diélectrique D émet des *ondes secondaires* au même titre que le résonnateur R'. Mais la période et l'amortissement des ondes secondaires du diélectrique sont toujours les mêmes que dans les ondes incidentes ; tandis que la nature, la forme et les dimensions du résonnateur R' influent sur la période et l'amortissement de ses ondes secondaires. Il n'y a pas lieu de s'étonner que les ondes secondaires du résonnateur R', qui peut être remplacé par un simple fil métallique, puissent cependant interférer avec les ondes issues directement de l'oscillateur ; cela tient simplement à la résonnance multiple : par suite du rapide amortissement des vibrations de l'oscillateur, c'est la période propre du résonnateur R qui règle seule le phénomène.

M. Righi a expérimenté avec une sphère massive de verre de 8 centimètres de diamètre. Le résonnateur de longueur d'onde propre égale à 20 centimètres était placé près d'un oscillateur formé de sphères de 3^{cm},75 de diamètre et muni de son miroir parabolique. La sphère avait son centre à 20 centimètres, ou davantage, du milieu du résonnateur. Les expériences montrent que, lorsque la sphère change de position, la force électrique oscillante qu'elle développe en R est maximum ou minimum en même temps que la force électrique qu'elle produirait d'après le calcul, si elle était placée dans un champ constant. Naturellement, on calcule toujours la composante de la force suivant la direction de R.

M. Righi a aussi expérimenté avec des cylindres massifs, de verre par exemple, ayant au plus 5 centimètres de diamètre. Il a vérifié les conséquences générales d'un calcul analogue à celui de la sphère. Ici s'introduit l'influence de l'orientation de l'axe du cylindre.

En employant deux sphères ou deux cylindres, on obtient des phénomènes d'interférences entre les ondes secondaires émanées des deux sphères ou des deux cylindres. Ces phénomènes sont à rapprocher des interférences entre les ondes secondaires de deux résonnateurs étudiés dans le mémoire déjà signalé.

Un prisme allongé agit d'une manière analogue à celle d'un cylindre. Mais l'orientation de sa section droite intervient.

D'une manière générale, si entre un oscillateur O et un résonnateur R, perpendiculaires, on interpose un diélectrique dont la forme n'est pas de révolution autour de OR, l'étincelle du résonnateur peut réapparaître, de même que la lumière reparaît par interposition d'une lame cristalline entre deux nicols à l'extinction. Comme dans le phénomène de biréfringence, il existe quatre orientations rectangulaires de la lame diélectrique D pour lesquelles l'effet produit est nul, et quatre orientations intermédiaires pour lesquelles il est maximum. Cet effet subsiste encore si l'on diaphragme le diélectrique D avec un écran métallique muni d'une ouverture circulaire placée entre D et R. Cette analogie avec l'effet produit par une lame biréfringente montre l'utilité qu'il y a de bien connaître les effets des ondes secondaires des diélectriques pour éviter de mal interpréter les phénomènes dont les résonnateurs employés sont le siège.

G. Sagnac.

J. EHLERS. — Die Absorption des Lichtes in einigen Krystallen (L'absorption de la lumière dans quelques cristaux). — *Neues Jahrbuch für Mineralogie, Geologie und Paleontologie*, t. XI, 1897.

On a cru longtemps que les phénomènes d'absorption de la lumière dans les milieux cristallisés étaient soumis aux mêmes lois de symétrie que les autres phénomènes optiques. Ayant remarqué les anomalies signalées par plusieurs physiciens, M. Ehlers a entrepris d'étudier l'absorption par différents cristaux uniaxes et clinorhombiques des rayons de diverses longueurs d'onde.

Ses mesures ont été effectuées à l'aide d'un spectrophotomètre de König dont il donne la description. Elles ont porté sur des cristaux de tourmaline, de quartz enfumé, de sulfate double de cuivre et de cobalt, de potassium et de cobalt, d'ammonium et de cobalt, taillés comme il suit :

Tourmaline : 4. — Une plaque parallèle à l'axe, une perpendiculaire à l'axe, une à 47°, et une à 43°,5 sur l'axe.

Quartz enfumé : 4. — Une plaque parallèle à l'axe, une perpendiculaire, une à 30°, et une à 60° sur l'axe.

Sulfate double de cuivre et de cobalt : 4. — Deux plaques perpendiculaires aux bissectrices des axes, une parallèle au plan des axes, une à 14° sur la première bissectrice.

Sulfate double de potassium et de cobalt. — Mêmes plaques, la dernière à 22°,5.

Sulfate double d'ammonium et de cobalt : 3. — Une plaque perpendiculaire à la première bissectrice, deux plaques d'épaisseur différente perpendiculaires à la deuxième.

M. Ehlers a déterminé sur ces lames, pour les rayons ordinaire et extraordinaire, l'indice de réfraction correspondant à des radiations dont la longueur d'onde varie entre $0^{\mu},687$ et $0^{\mu},486$, ainsi que le coefficient d'absorption de ces radiations et les variations avec l'incidence. De nombreuses tables et représentations graphiques résument ces observations.

La conclusion de ce travail est qu'il existe, dans le plan de symétrie cristallographique de ces cristaux, deux directions d'absorption maximum et minimum (axes d'absorption) rectangulaires entre elles, mais sans relation simple avec les axes de symétrie.

Gallotti.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. XXII, n° 4 ; — n°s 1, 2, 3, 4 ; 1897.

TAMMANN. — Ueber den Theilungskoefficienten und abnorme Diffusion (Sur les coefficients de partage et la diffusion anomale). — P. 481-491.

Le coefficient de partage d'un corps entre deux dissolvants non miscibles doit être égal à l'unité au point critique du mélange. L'auteur étudie qualitativement, à des températures variables, le partage de différentes matières colorantes entre deux phases, telles que :

Benzine-acide acétique aqueux,
Éther-alcool éthylique aqueux.

L'étude de la diffusion d'une matière colorante dans deux dissolvants miscibles superposés montre que la couleur se déplace dans certains cas, de la partie où la pression osmotique est la plus petite vers ceux où elle est la plus grande.

Enfin les expériences suivantes contribueront peut-être à élucider la cause si obscure de l'osmose. On sait que, dans un système formé d'alcool méthylique, de vessie de porc et d'éther, l'alcool traverse la membrane plus vite que l'éther ; l'inverse a lieu, et avec une vitesse

beaucoup plus grande, quand on emploie une membrane de caoutchouc. M. Tammann montre l'activité de ces membranes :

La vessie dissout environ dix fois plus d'alcool méthylique que d'éther, tandis que le caoutchouc dissout environ cent fois plus d'éther que d'alcool méthylique.

T. XXIII, n°s 1, 2, 3 et 6; 1897.

Van LEEUVEN. — Ueber die Spaltung von Seignettesalz und der entsprechenden Ammoniumverbindungen (Sur la séparation du sel de Seignette et des combinaisons ammoniacales correspondantes). — P. 33-35.

Parallèlement au dédoublement des racémates doubles observé par Pasteur, étudié par MM. Wyrouboff, Van t'Hoff, etc., l'auteur observe qu'il existe également une température de transformation au-dessous de laquelle le sel de Seignette et le tartrate droit de soude et d'ammoniaque se dédoublent en un mélange de tartrates droits. La mesure des tensions de vapeur permet, en outre, de déterminer la chaleur de transformation Q, d'après la formule connue :

$$Q = \frac{2T_1T_2}{T_1 - T_2} \log \frac{F_1}{F_2},$$

F_1 et F_2 étant les rapports entre la tension de vapeur du sel et celle de l'eau aux températures T_1 et T_2. Les nombres calculés concordent avec ceux que l'on déduit des mesures calorimétriques directes de M. Berthelot.

BOGOJAWLENSKY et G. TAMMANN. — Ueber den Einfluss des Drucks auf die Reaktionsgeschwindigkeit (Influence de la pression sur la vitesse de réaction). — P. 13-24.

La vitesse de catalyse de l'acétate de méthyle sous l'influence des acides chlorhydrique et acétique croît fortement, lorsque la pression augmente de 1 à 500 centimètres.

De même, la vitesse de saponification par l'ammoniaque.

A. NOYES et C. ABBOT. — Bestimmung des osmotischen Druckes mittels Dampfdruckmessungen (Détermination de la pression osmotique au moyen des mesures de tension de vapeur). — P. 56-78.

Les mesures indirectes de pression osmotique, basées sur des relations thermodynamiques donnent, comme l'a montré M. Nernst, non la

pression osmotique elle-même, mais le travail osmotique, c'est-à-dire le produit de la pression par la variation que subirait un volume infiniment grand de la solution, en y ajoutant une quantité déterminée de dissolvant. Cette variation de volume n'étant pas directement mesurable, les mesures indirectes ne permettent de calculer la pression osmotique qu'en introduisant quelque hypothèse. L'auteur se propose de donner une relation plus exacte permettant, sans hypothèse non justifiée, de déduire les pressions osmotiques des mesures expérimentales de tensions de vapeur.

Soit une paroi hémiperméable recouverte d'une couche infiniment mince de dissolution et placée à une hauteur h_1 dans un tube vertical plein de dissolvant ; la condition d'équilibre donne pour la pression osmotique P :

$$P = \int_0^{h_1} s\,dh - (p_0 - p),$$

s étant la densité du dissolvant à la hauteur h, p_0 et p les tensions de vapeur du dissolvant et de la dissolution.

s est une fonction de h qu'on calcule en introduisant le coefficient de compressibilité k ; l'équation précédente devient alors, en négligeant certains termes et appliquant la loi d'Avogadro à la vapeur saturée :

$$(1) \qquad P = \left(1 + \frac{P}{2}k\right)\frac{s_0}{M}\int_p^{p_0} v\,dp - (p_0 - p).$$

On néglige encore $\frac{P}{2}k$ devant l'unité, ainsi que le terme $p_0 - p$, qui est petit à basse température ; il reste :

$$(2) \qquad P = \frac{s_0}{M}\int_p^{p_0} v\,dp.$$

D'autre part, le travail osmotique mis en jeu quand on fait sortir 1 molécule du dissolvant est donné par la formule

$$(3) \qquad \pi_M = \int_p^{p_0} v\,dp - (p_0 v_0 - p v),$$

v_0 étant le volume de 1 molécule du dissolvant liquide, et v la variation de volume de la dissolution, quand on lui ajoute cette quantité de dissolvant.

En admettant $v_0 = v$, les relations (3) et (1) donnent :

$$(4) \qquad \pi_M = P. \frac{v_0}{1 + \frac{P}{2} k}.$$

En négligeant enfin le terme en $\frac{P}{2} k$, on voit que, indépendamment de toute hypothèse, — le travail et la pression osmotique sont simplement proportionnels l'un à l'autre.

Partie expérimentale. — Les auteurs mesurent les tensions de vapeur de solutions de naphtaline et d'azobenzol à différentes concentrations dans l'éther ; l'ébullition est obtenue à 12°,9 sous une pression réduite connue, dans un appareil analogue à l'ébullioscope de Beckmann ; le thermomètre était constitué par une résistance électrique faisant partie d'un pont de Wheatstone. Le rapport $\frac{v}{p}$ du volume spécifique à la tension de vapeur de l'éther a été emprunté aux déterminations de Ramsay et Young.

Pour effectuer l'intégrale $\int_p^{p_0} v dp$, on peut admettre que le poids spécifique de la vapeur est lié à la pression par une relation linéaire

$$\delta = a + bp.$$

La formule (2) devient alors :

$$P = \frac{s_0}{k} \log \frac{p_0 (a + pb)}{p (a + p_0 b)}.$$

Telle est la formule qui sert aux auteurs à calculer les pressions osmotiques au moyen des tensions de vapeur p des différentes solutions [1].

Des mesures de densité permettent de rapporter les concentrations C soit au poids du dissolvant, soit au volume de dissolution, soit au nombre de molécules totales.

Le rapport $\frac{P}{C}$ reste sensiblement constant ; lorsque C est rapporté à ce volume de dissolution, $\frac{P}{C}$ devient l'analogue du produit pv

---

[1] On arrive directement à la même formule en introduisant dans la démonstration classique la relation $\delta = a + bp$. R.

pour les gaz et prend, conformément à la théorie de Van t'Hoff, sensiblement la même valeur 24,3, sauf des écarts de 15 0/0 dans les solutions les plus diluées.

E. HAAGN. — Ueber den inneren Widerstand galvanischer Zellen (Sur la résistance interne des couples galvaniques). — P. 97-123.

Après une étude historique et critique des différentes méthodes employées pour mesurer la résistance intérieure des éléments galvaniques, l'auteur s'applique plus particulièrement à la discussion des méthodes par courants alternatifs ; l'une d'elles, proposée par Nernst, est basée sur l'emploi de condensateurs et s'applique facilement à l'étude d'éléments soit en circuit ouvert, soit fermés sur une résistance arbitraire sans self-induction. Sur deux branches contiguës d'un pont de Wheatstone sont intercalés deux condensateurs; on peut calculer le rapport des résistances des troisième et quatrième branches du pont, si l'on connaît le rapport des capacités des condensateurs; comme source de courant alternatif, l'auteur employait un interrupteur à acide déjà décrit par Nernst; comme instrument de zéro un téléphone. La méthode appliquée à l'étude d'accumulateurs Pollack ou Hagen ne confirme nullement les anomalies observées par Streintz et par Boccali. Les expériences conduisent aux conclusions suivantes :

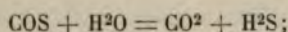
1° La résistance intérieure des éléments galvaniques avec électrolyse simultanée est indépendante de l'intensité du courant ; les très petites oscillations de la résistance avec le débit sont dues aux changements de concentrations;

2° Dans les accumulateurs il se produit un accroissement de résistance d'abord lent, puis de plus en plus rapide pendant la décharge, tandis que, pendant la charge, la marche des changements de résistance est exactement inverse ; ces variations sont dues à la déconcentration de l'acide sulfurique et à la production d'une résistance de passage aux électrodes, surtout à l'électrode peroxydée.

Lorsque l'élément galvanique dont on veut mesurer la résistance a une faible capacité de polarisation, on améliore le minimum du téléphone en introduisant une capacité de polarisation dans la branche du pont qui contient la résistance de comparaison ; dans tous les autres cas il faut comparer l'élément à une capacité de polarisation formée d'une lame d'aluminium.

G. BUCHBOCH. — Ueber die Geschwindigkeit der hydrolytischen Zersetzung des Karbonylsulfids (Sur la vitesse de décomposition électrolytique du sulfure de carbonyle). — P. 123-157, t. XXIII.

La décomposition s'effectue suivant la formule



$$COS + H^2O = CO^2 + H^2S;$$

elle obéit à la loi des masses actives qui donne en solution aqueuse :

$$\frac{1}{t} \log \frac{A}{A - x} = k,$$

x étant la concentration au temps t.

P. DRUDE. — Zwei Methoden zur Messung der Dielektricitätskonstante und der elektrischen Absorption bei Schnellen schwingungen (Deux méthodes pour la mesure des constantes diélectriques et de l'absorption électrique pour les oscillations rapides). — P. 267-326, fasc. 2.

(Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 158, 331 ; 1897.)

FRIEDLANDER et TAMMANN. — Ueber die Erstarrungsgeschwindigkeit (Sur la vitesse de solidification). — P. 326-328. — Ueber die Krystallisationsgeschwindigkeit (Sur la vitesse de cristallisation). — P. 152-159, t. XXIV.

La vitesse avec laquelle se propage la couche de séparation entre l'état liquide et l'état solide, dans un liquide en surfusion, est désignée par vitesse de cristallisation ou vitesse de solidification. M. Gernez a montré que cette quantité croît proportionnellement à la surfusion; mais la loi devient toute différente quand on opère avec des surfusions beaucoup plus grandes. La vitesse de solidification atteint alors une valeur qu'elle conserve pendant un long intervalle, pour, probablement, décroître ensuite quand la surfusion continue à croître. La courbe construite avec le nombre de degrés de surfusion pour abscisse, la vitesse de solidification pour ordonnée, comprend une partie de droite parallèle à l'axe des abscisses; l'ordonnée de cette droite prend pour les différents corps des valeurs extraordinairement différentes : 1 à 60,000; elle constitue donc une constante qui caractérise remarquablement un corps donné.

J. GIBSON. — Die chemische Wirkung des Lichtes (L'action chimique de la lumière). — P. 349-355, t. XXIII.

Les réactions photochimiques tendent généralement à accroître la conductibilité électrique du système. L'addition de corps qui augmentent la conductibilité diminue la sensibilité photochimique.

SCHALL et van RIJN. — Ueber Reibung von Lösungen in Glycerin (Sur le frottement des dissolutions faites dans la glycérine). — P. 329-349.

Les auteurs étudient l'influence d'une addition d'eau, d'alcool ou d'acétone sur la viscosité de la glycérine; ils mesurent les temps d'écoulement à travers un tube capillaire maintenu à température constante. Les équations déduites de la théorie de Jaeger se vérifient.

P. PERMAN, W. RAMSAY et J. ROSE-INNES. — Ein Versuch die adiabatischen Verhältnisse des Aethyloxyds zu bestimmen (Essai de détermination des adiabatiques de l'éther). — P. 385-409.

Les auteurs mesurent expérimentalement la vitesse V de transmission du son dans l'éther, à l'état de vapeur et à l'état liquide entre 100 et 200°, sous des pressions voisines de la tension maxima. Ils emploient la méthode du tube de Kundt ; la tige vibrante est constituée par une baguette de verre soudée intérieurement à l'une des extrémités du tube ; celui-ci est maintenu à une température déterminée au moyen d'un bain de vapeur obtenu en faisant bouillir sous une pression convenable un liquide dont le point d'ébullition normal est peu éloigné de la température choisie. Les déterminations antérieures de MM. Ramsay et Young permettaient de calculer le volume v de 1 gramme d'éther à la température et à la pression de l'expérience.

Les nombres fournis par les expériences actuelles ont servi à dresser deux sortes de courbes :

1° Les courbes de V en fonction de v à température constante ;

2° On mesure sur ces courbes les valeurs de V^2 correspondant à une même valeur de v, et l'on trace la courbe qui représente les

valeurs de $\frac{V^2}{v}$, c'est-à-dire l'élasticité adiabatique E en fonction de la température (courbes isochores) ; cette courbe est sensiblement une droite, aux erreurs expérimentales près, aussi bien pour la vapeur que pour le liquide. On peut donc poser :

$$E = gT - h,$$

g et h étant deux fonctions du volume seul.

D'autre part, les mesures de MM. Ramsay et Young ont permis de représenter la relation entre p et T à volume constant par :

$$p = bT - a,$$

a et b étant aussi deux fonctions du volume seul, on en tire :

$$E = \frac{g}{b} p - h + \frac{g}{b} a = \frac{g}{b} p + \varphi(v).$$

Les expériences donnent $\frac{g}{b} = \frac{11}{9}$ et déterminent la fonction $\varphi(v)$. En remplaçant E par son expression mécanique $- v \frac{dp}{dv}$ et intégrant, il vient finalement pour la vapeur :

$$pv^{\frac{11}{9}} = k - \frac{9}{4} \frac{588600}{v^{\frac{4}{9}}} + \frac{9}{10} \frac{238100}{v^{\frac{10}{9}}} + \frac{9}{16} \frac{2334000}{v^{\frac{16}{9}}},$$

k est choisie de façon que l'adiabatique passe par un point donné.

La formule relative à l'état liquide n'a pas été calculée.

V. GORDON. — Ueber die Abhängigkeit der Ueberführungszahlen des Kadmium in wässerigen Losungen von der Temperatur (Sur la variation des nombres de transport du cadmium en solution aqueuse avec la température). — P. 469-483.

On sait que les sels de cadmium offrent, tant au point de vue de leur conductibilité qu'au point de vue de la force électromotrice des couples voltaïques où ils entrent, des anomalies que l'on explique par une agrégation moléculaire croissant avec la température, en solutions concentrées. Dans cette hypothèse, les nombres de transport dans ces solutions, déduits du phénomène de Hittorf, doivent diminuer ou rester constants quand la température s'élève. Les mesures

des variations de concentration aux électrodes pour des solutions de sulfate, de bromure et d'iodure de cadmium, ont été faites au moyen d'un appareil très semblable à celui de Lenz ; elles ne justifient pas les prévisions précédentes.

VON HEMPTINNE. — Untersuchungen ueber die chemische Wirkung elektrischer Schwingungen (Recherches sur l'action chimique des oscillations électriques). — P. 483-493.

L'auteur a déjà étudié l'influence de différentes circonstances sur la décomposition et l'illumination des gaz soumis à des oscillations électriques(¹); le mémoire actuel a pour objet l'influence de la longueur d'onde. Les expériences ne sont que qualitatives, la complexité de l'appareil ne permettant pas les mesures des longueurs d'onde employées. Pour les alcools saturés, l'acétone, l'aldéhyde propionique, la pression limite sous laquelle la vapeur commence à devenir lumineuse varie avec la longueur d'onde dans le rapport de 4 à 5. Il semble exister une relation entre cette pression limite et le poids moléculaire ou la constitution du corps.

V. STACKELBERG. — Ueber die Vertheilung des Stromes auf mehrere Ionen in einer Lösung (Répartition du courant sur plusieurs ions dans une solution). — P. 493-497.

Discussion sur la conductibilité et le phénomène de Hittorf dans un mélange de deux sels dissous.

BREDIG. — Warmeleitung und Ionenbewegung (Conductibilité thermique et mouvement des ions). — P. 545-547.

Dans une note précédente l'auteur a établi une relation simple entre la conductibilité thermique et la vitesse de transport électrolytique. Il y avait donc lieu de rechercher une relation stochiométrique entre les conductibilités thermiques des différentes solutions salines.

Des nombres de G. Jäger, M. Bredig conclut que la conductibilité thermique équivalente est une propriété additive, comme la conductibilité électrique équivalente.

(¹) Voir *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. VI, p. 354.

A. NOYES et WHITNEY. — Ueber die Auflosugsgeschwindigkeit von festen Stoffen in ihren eigenen Lösungen (Sur la vitesse de dissolution des corps solides dans leurs propres solutions). — P. 689-693.

Des cylindres de chlorure de plomb et d'acide benzoïque, obtenus en plongeant une baguette de verre dans la substance fondue, étaient immergés dans un flacon maintenu agité à 25°. On déterminait par des dosages volumétriques la concentration de la solution ; après dix, trente, soixante minutes, la vitesse de dissolution du corps dans sa propre solution est proportionnelle à la différence entre la concentration de cette solution et celle de la solution saturée.

H. LUGGIN. — Ueber die Photoelektrischen Erscheinungen und der photographischen Prozess (Sur les phénomènes photoélectriques et les opérations photographiques). — P. 577-636.

En plongeant dans un électrolyte deux plaques recouvertes d'un sel halogéné d'argent, on obtient un courant entre ces deux électrodes, lorsqu'on vient à éclairer l'une d'elles.

L'auteur reprend quantitativement l'étude du phénomène découvert par Becquerel. Une force électromotrice auxiliaire sert à maintenir constant le potentiel des électrodes ; la différence entre l'intensité du courant à l'obscurité et à la lumière mesure le courant photoélectrique correspondant à la force électromotrice et à l'éclairement employés. Il existe un potentiel d'équilibre pour lequel le courant photoélectrique s'annule ; ce potentiel, qui joue un grand rôle dans les actions de la lumière, mesure l'énergie mise en jeu dans la décomposition du sel d'argent.

Outre les courants photoélectriques normaux qui commencent et cessent avec l'éclairement et sont provoqués surtout par les radiations bleues, l'auteur signale l'existence de *courants d'insolation* qui portent l'anion à l'électrode sensible et prennent naissance surtout dans le jaune.

Les réactions photochimiques sont intimement liées à l'intensité de ces deux sortes de courants photoélectriques.

J. Guinchant.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e série, t. XLIV; novembre 1897.

N.-Ernest DORSEY. — The Surface-Tension of certain Dilute Aqueous Solutions, determined by the Method of Ripples (La tension superficielle de quelques solutions aqueuses étendues, déterminée par la méthode des rides). — P. 369.

La méthode, complètement indépendante de l'action mutuelle entre le liquide et un corps solide, repose sur l'emploi d'une formule de lord Kelvin, reliant à la tension superficielle d'un liquide la vitesse de propagation à sa surface d'un train de rides très courtes de période donnée. Le dispositif employé est analogue à celui qu'a indiqué lord Rayleigh. Le liquide est placé dans une cuvette plate, et les ondes y sont produites par une lame de verre fixée à une branche d'un diapason.

Un autre diapason, de même période, porte un système d'écrans percés de fentes, qui, deux fois à chaque oscillation, laissent passer un faisceau lumineux. Un miroir dirige ce faisceau vers la surface du liquide, et un second miroir renvoie les rayons réfléchis dans une lunette portée par le chariot d'une machine à diviser. On aperçoit dans le champ de la lunette des lignes brillantes, stationnaires, correspondant aux crêtes des petites vagues. La distance de deux lignes brillantes est à peu près une demi-longueur d'onde, car l'intervalle de temps qui sépare deux éclairements consécutifs est à peu près une demi-période ; si on prend les lignes de deux en deux, leur distance est d'une longueur d'onde.

La longueur d'onde est connue par le déplacement à donner à la lunette pour viser successivement deux lignes, et la formule de Thomson fait connaître la tension superficielle en fonction de cette longueur d'onde et de la période. La fixité de l'appareil, assurée par des précautions spéciales, était vérifiée d'une manière précise. Les diapasons, contrôlés à l'aide d'une horloge astronomique, donnaient 125,8 vibrations par seconde. Les ondes avaient $0^{cm},48$ de longueur. La mise au point de la lunette correspondait à une distance de 1 mètre au-dessous de la surface du liquide ; on en concluait qu'au voisinage des crêtes le rayon de courbure était de 2 mètres environ ; l'amplitude était donc très petite.

Les mesures étaient faites sur des ondes distantes de la lame de verre d'au moins 4 centimètres ; on évitait ainsi l'influence des perturbations dues au voisinage de la lame. Les résultats étaient ramenés à la température de 18° C. au moyen de la formule :

$$T_t = T_0 (1 - 0{,}0920t).$$

Les expériences ont porté sur l'eau et sur des solutions de carbonates et de chlorures de sodium et de potassium, et de sulfate de zinc. La valeur de la tension superficielle de la solution est une fonction linéaire de la concentration.

M. Dufour.

E. RUTHERFORD. — The Velocity and Rate of Recombination of the Ions of Gases exposed to Röntgen Radiations (Rapidité de recombinaison des ions dans les gaz soumis aux rayons Röntgen, et vitesse de ces ions). — P. 422.

Les gaz que l'action des rayons Röntgen a rendus conducteurs conservent cette propriété pendant un certain temps après que les rayons ont cessé : M. Rutherford a étudié la rapidité avec laquelle disparaît cette conductivité. Une première méthode consistait à faire circuler dans un tube de l'air avec une vitesse connue, et à déterminer sa conductivité à différentes distances du point d'action des rayons. Une seconde méthode applicable à des gaz, dont on ne disposait pas en grandes quantités, consistait à enfermer le gaz dans une sorte de condensateur en forme de cloche, à porter à des potentiels connus les armatures de ce condensateur à des intervalles de temps connus après la suppression des rayons, et à mesurer la quantité d'électricité qui traversait le gaz.

Les résultats expérimentaux s'accordent avec des considérations théoriques simples : si q est le nombre de particules conductrices produites par centimètre cube et par seconde sous l'action des rayons, et N le nombre maximum de ces particules par centimètre cube, on a :

$$q = \alpha N^2,$$

α variant avec la nature du gaz. Quand les rayons sont supprimés, la vitesse de diminution du nombre de ces particules est donnée par $\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$, d'où on tire $\frac{1}{n} - \frac{1}{N} = \alpha t$, et le temps T au bout duquel

le nombre des particules conductrices a diminué de moitié est donné par $\frac{1}{N} = \alpha T$, d'où on déduit $T = \frac{1}{N\alpha} = \frac{1}{\sqrt{q\alpha}} = \frac{N}{q}$. La conductivité varie avec la nature du gaz, et la valeur de T aussi. En prenant la conductivité de l'air pour unité, celles de l'hydrogène et du chlore, par exemple, étaient respectivement représentées par 0,5 et 18. Les valeurs de T étaient pour l'hydrogène $0^s,63$, pour l'air $0^s,3$, et pour le chlore 0,18. Pour un même gaz, T dépendait de l'intensité de la radiation. Pratiquement les valeurs trouvées pour T ne suivent pas exactement la loi $T = \frac{1}{\sqrt{q\alpha}}$; la discordance peut être attribuée à la présence dans le gaz de poussières au contact desquelles les ions positifs et négatifs viennent perdre leur charge, ce qui accélère la diminution de conductivité.

De ces résultats M. Rutherford déduit la vitesse des ions au moyen de la formule $\frac{i}{I} = \frac{EUT}{l^2}$, dans laquelle i est le courant à travers le gaz entre deux plaques parallèles distantes de l centimètres, et présentant une différence de potentiel E ; I est le courant maximum pour une force électromotrice saturante ; U est la somme des vitesses des ions positifs et négatifs pour un gradient de 1 volt par centimètre. Cette formule est applicable au cas où $\frac{i}{I}$ est assez petit ; elle fera connaître U si on connaît les autres quantités qui y figurent. On peut connaître T de la façon suivante : on a $T = \frac{N}{q}$, et N est proportionnel à la conductivité pour une très grande force électromotrice à l'instant où les rayons cessent d'agir, q est proportionnel à la quantité d'électricité qui passe par seconde pour une force électromotrice saturante. On a trouvé pour U les valeurs $10^{cm},4$ pour l'hydrogène, $3^{cm},2$ pour l'air et 2 centimètres pour le chlore, les valeurs correspondantes de T étant : 0,4 ; 0,29 ; 0,21. M. Rutherford indique encore une expérience d'après laquelle pour l'air les ions positifs et négatifs ont même vitesse ($1^{cm},6$) et termine par des considérations sur la vitesse d'un petit corps électrisé se déplaçant à travers un gaz dans un champ électrique.

M. DUFOUR.

(1) J.-J. THOMSON et RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, nov. 1896.

W.-J. HUMPHREYS. — On the absorption of Röntgen Radiation (Sur l'absorption des rayons Röntgen). — P. 401.

Travail entrepris pour reconnaître si l'absorption est un phénomène moléculaire ou atomique, c'est-à-dire dépend du groupement des atomes dans la molécule, ou seulement de la nature de ces atomes. Une plaque photographique est installée contre une épaisse plaque de plomb percée de deux ouvertures : sur une des ouvertures on a placé une lame d'un corps composé C et sur l'autre une superposition de lames de ses composants, l'épaisseur étant calculée pour chaque composant A par la formule $adt = d't'$, où d et t représentent la densité et l'épaisseur de la lame C, d' et t' les quantités analogues pour la lame A, et a la proportion de A qui entre dans C. Avec les épaisseurs choisies le temps de pose variait en général d'une demi-heure à une heure. Les deux images apparaissaient en même temps et leurs intensités restaient les mêmes pendant toute la durée du développement. Le phénomène semble donc être surtout atomique. Les essais ont porté sur des sulfures de Zn, Sb, Cu, Pb, et sur des alliages de Cu, avec Sn, Sb, Al, Zn. La mesure quantitative des coefficients d'absorption est assez délicate, à cause de la nature complexe des rayons Röntgen ; pourtant l'absorption semble être une fonction non linéaire du poids atomique.

M. Dufour.

Ewin S. FERRY. — The specific Inductive Capacity of Dielectrics in slowly and rapidly changing Electric Fields (La capacité inductive spécifique des diélectriques dans des champs électriques à variation lente et à variation rapide). — P. 404.

Ewin S. Ferry a cherché une méthode de zéro, permettant l'emploi de petites quantités de substance, de forme et de surface arbitraires, décelant de petites variations de la quantité à mesurer, donnant des résultats d'interprétation facile, et dans laquelle on puisse faire aisément la détermination expérimentale de la période des oscillations employées. De part et d'autre d'un cadre primaire relié à une bobine d'induction, présentant un intervalle explosif et muni d'un condensateur à lame d'air, sont installés deux cadres égaux entre eux, de même selfinduction et dont l'un porte un condensateur à air de capacité variable à volonté ; l'autre est muni d'un condensa-

teur dont les armatures sont encastrées à une distance constante dans deux faces intérieures d'une sorte de boîte de caoutchouc durci, dans laquelle on peut mettre des liquides isolants. La capacité du condensateur à air est réglée de manière que les deux secondaires soient en résonance avec le primaire, et les distances des secondaires au primaire sont rendues telles que les phénomènes de résonance aient même intensité dans les deux cadres.

La résonance est observée par la méthode bolométrique ; quand elle est obtenue, on est sûr que les deux circuits secondaires, qui ont même selfinduction, ont aussi même capacité, et on peut en déduire facilement la constante du liquide étudié. Dans le cas d'un solide on met dans le condensateur un mélange de liquides tel que l'introduction d'un fragment du solide entre les armatures n'altère pas la résonance. Près des armatures du condensateur du circuit primaire sont placés deux petits disques de cuivre d'où partent des fils de ligne sur lesquels on détermine la longueur d'onde au moyen d'un téléphone. Cette longueur d'onde était d'environ $9^{m},10$, ce qui correspond à 33.000.000 vibrations par seconde.

Pour les oscillations lentes (20 par seconde) la capacité était mesurée par la méthode du pont de Wheatstone.

Les expériences ont porté sur l'huile de ricin, l'huile d'olives, l'huile de graine de coton, le pétrole, l'ébonite et des échantillons de quartz taillés parallèlement et perpendiculairement à l'axe. Les résultats s'accordent avec la théorie électromagnétique, et, en ce qui concerne l'absorption électrique, avec les vues de Maxwell sur la structure lamellaire des diélectriques.

M. Dufour.

Charles-F. BRUSH. — The Measurement of small gaseous Pressures (Détermination des faibles pressions dans les gaz). — P. 415.

M. Ch.-F. Brush décrit un perfectionnement de la jauge de Mac Leod. La jauge est ici formée par un tube large à fond plat. Les lectures sont toutes faites sur ménisque descendant. L'appareil est extrêmement sensible. L'erreur probable pour la détermination des faibles pressions est inférieure à un millième de millionième de la pression atmosphérique.

M. Dufour.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXII, n° 11; 1897.

WARBURG. — Ueber die Verzögerung bei der Funkenentladung (Sur le retard de la décharge par étincelle). — P. 385.

Si on charge un excitateur à une différence de potentiel donnée, l'étincelle peut ne pas éclater aussitôt; mais, si on maintient le potentiel constant, il arrive que l'excitateur se décharge au bout de quelque temps qui peut atteindre quelques minutes; ce temps s'appelle le retard de décharge.

L'auteur se sert, pour étudier ce retard, de l'appareil qui lui a servi dans un mémoire précédent (1); il examine diverses causes qui pourraient agir sur le phénomène, essentiellement irrégulier d'ailleurs, et donne les résultats suivants.

Par la décharge par étincelle dans l'air, ce dernier passe de l'état d'isolant parfait à celui de conducteur par un processus dans lequel il se produirait, sous l'action de la force électrique, un courant électrique non lumineux d'intensité croissante qui, finalement, se convertirait en la décharge proprement dite.

On ne peut démontrer directement l'exactitude de cette manière de voir par une déperdition d'électricité, car elle est insensible à l'électroscope; on le démontre indirectement pour la décharge dans l'air raréfié (à la pression de quelques centièmes de millimètre de mercure) en se fondant sur les faits suivants: 1° dans un champ magnétique, le potentiel Vm qu'il faut atteindre pour provoquer la décharge immédiate est supérieur au potentiel V qui le décharge sans retard dans un champ non magnétique; 2° pour des potentiels inférieurs à Vm et supérieurs à V, on observe des retards atteignant trois minutes, d'autant plus grands que le potentiel est plus voisin de V.

(Des raisons de cet ordre ne sont peut-être pas suffisantes pour démontrer l'opinion précitée de l'auteur sur la nature du phénomène qui se passe dans le retard de décharge.)

Ce retard dépend de l'état hygrométrique de l'air et de l'éclairement de l'excitateur.

R. Swyngedauw.

(1) *Sitz. Ber. der Akad. der Wiss. zu Berlin*, p. 223.

JAUMANN. — Zu den Bemerkungen von Hrn. R. Swyngedauw über electrische Entladung (Sur les remarques de M. R. Swyngedauw sur la décharge électrique). — P. 396.

M. Jaumann répond aux mémoires que j'ai publiés sur sa loi de décharge, et dans lesquels je soutiens que le potentiel explosif d'un excitateur n'est pas diminué par des variations rapides du potentiel (¹).

Il ne conteste pas les résultats que j'ai trouvés, ni leur interprétation ; mais il institue de nouvelles expériences tendant à infirmer ma proposition, et qu'il explique par sa loi de décharge ; — j'ai montré, dans les *Comptes Rendus* du 29 novembre dernier, quelle était la véritable interprétation de sa principale expérience et comment elle apportait une vérification nouvelle de ma proposition.

Quant à mes recherches sur la lumière ultra-violette, il rejette la proposition que j'en ai tirée (²), et explique quelques-unes de mes expériences en admettant avec M. Warburg que le retard de décharge est diminué par l'action de la lumière ultra-violette et donne une loi compliquée de la décharge par étincelle qui renferme cette dernière interprétation et sa loi personnelle. Je ferai une réponse plus complète à ces contestations dans un autre endroit ; il m'est impossible de la résumer ici.

R. Swyngedauw.

G.-C. SCHMIDT. — Ueber das lichtelectrische Verhalten des Flussspaths und des Selens (Sur les propriétés photo-électriques du spath-fluor et du sélénium). — P. 407.

D'après la théorie de J.-J. Thomson les corps qui se chargent négativement sans l'action de la lumière ultra-violette devraient perdre leur électricité positive sous la même influence. Cette conséquence n'est pas vérifiée par l'expérience pour le spath-fluor et le sélénium qui se chargent négativement en certains points et perdent également leur électricité négative sous l'action de la lumière.

R. Swyngedauw.

(¹) V. Thèse. Paris, mai 1897 ; — et *Journ. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VI, p. 295 et 465.
(²) *C. R.*, 11 mai 1896.

J. BERNSTEIN. — Ueber das Verhalten der Kathoden Strahlen zu einander (Sur les relations réciproques des rayons cathodiques). — P. 415.

On sait, depuis les recherches de E. Wiedemann et Ebert, que les rayons cathodiques n'agissent l'un sur l'autre, d'une façon sensible, que dans le voisinage de la cathode ; l'auteur montre qu'une cathode agit directement sur le rayon émis par une deuxième cathode et avec la plus grande intensité au point d'émission.

R. Swyngedauw.

R. ABEGG. — Ueber die Natur der durch Kathodenstrahlung veränderten Salze (Sur la nature des sels modifiés par le rayonnement cathodique). — P. 425.

Les rayons cathodiques n'agissent pas d'une façon identique à la lumière ; les rayons cathodiques modifient les chlorures alcalins, les rayons lumineux n'ont aucune action ; l'inverse se passe pour le chlorure de cuivre.

Ces modifications sont de nature physique encore inconnue.

R. Swyngedauw.

R. HERZFELD. — Ueber den electrischen Kohlenlichtbogen (Sur l'arc électrique). — P. 435-449.

L'auteur décrit dans ce mémoire un certain nombre d'expériences intéressantes sur l'arc électrique :

1° Il a repris d'anciennes expériences de Wild et d'Edlund destinées à mettre en évidence une force électromotrice thermo-électrique ou une force électromotrice de polarisation dans l'arc. En supprimant le courant et fermant du même coup un circuit comprenant les charbons et un galvanomètre ou mettant instantanément les deux charbons en relation avec les deux armatures d'un condensateur, il observa une différence de moins de 2 volts entre les charbons.

2° Si l'on dispose l'arc entre deux plaques métalliques présentant une différence de potentiel de 1.800 volts, on constate que l'intensité du courant et la tension de l'arc ne sont pas modifiées lors de l'excitation de ce champ électrique. Cependant les particules de charbon lancées par le charbon + sur le charbon — sont déviées et se préci-

pitent sur celle des deux plaques qui est isolée, ou sur les deux à la fois, si toutes deux sont isolées. Une projection de l'arc montre très nettement une pluie fine de charbon sur les armatures.

M. Herzfeld conclut de la constance de la tension dans ces conditions que la prétendue force contre-électromotrice de l'arc ne peut être due à une polarisation par les particules de charbon détachées.

3° En formant l'arc dans un tube de verre fermé à l'une de ses extrémités, ce qui empêche le renouvellement de l'air, les particules de charbon vont se déposer sur la pointe négative sans brûler et forment le champignon. Suivant l'auteur, le manque d'oxygène est, dans tous les cas, la seule cause du développement du champignon. Ce champignon prend la forme d'un tire-bouchon sous l'influence des forces magnétiques développées par l'électro-aimant du régulateur. Le sens de rotation de ce tire-bouchon change d'ailleurs avec le sens de l'aimantation.

4° M. Herzfeld dirige contre l'une des pointes ou contre l'arc un jet d'acide carbonique sortant d'un appareil où ce gaz est comprimé à 38 atmosphères. De cette façon, l'une des pointes se trouve considérablement refroidie et en même temps la résistance de l'arc augmente par la suppression des gaz chauds bons conducteurs. On constate alors une augmentation de la tension et une diminution de l'intensité du courant. En mesurant les chutes de potentiel au moyen d'une sonde de graphite introduite dans l'arc, on peut remarquer que le refroidissement a pour effet d'augmenter la chute de potentiel sur les deux charbons à la fois.

5° Si l'on s'oppose à la rentrée de l'air froid en enfermant presque complètement l'arc dans un tube de verre, en même temps que le champignon se forme, on voit le cratère se creuser très profondément; sa partie centrale noire est entourée d'un anneau gris blanc, constitué par un amas de petites sphères brillantes provenant sans doute des impuretés mélangées au charbon. Puis cet anneau est lui-même entouré d'innombrables petits filaments noirs très fins.

L'auteur conclut de ses expériences que l'échauffement considérable du charbon + ne peut être dû à un effet Peltier, ainsi que l'ont pensé certains physiciens. Selon lui, le charbon + serait séparé de l'air par une substance très résistante; sous l'influence d'un échauffement Joule considérable de cette substance, le charbon + se vaporiserait pour aller se condenser sur le charbon —, par exemple sous

la forme de ces petits filaments très fins signalés plus haut et qui rappellent le givre déposé par la vapeur d'eau de l'atmosphère.

H. BAGARD.

RUDOLF HERZFELD. — Bestimmung der specifischen Cohäsion für Kupfer, Eisen, Nickel und Kobalt (Détermination de la cohésion spécifique pour le cuivre, le fer, le nickel et le cobalt). — P. 450-453.

Quincke dépose sur un plan horizontal de larges gouttes d'un métal fondu et il mesure la distance verticale qui sépare le sommet de la goutte de son équateur : il en conclut la cohésion spécifique à la température de fusion. La cohésion spécifique du mercure est de 8gr,5. La cohésion spécifique des autres métaux est égale soit à celle du mercure, soit à celle-ci multipliée par les nombres 1, 2, 3, ..., 7. Au premier groupe appartenaient Hg, Pb, Bi, Sb ; au second groupe, Ag, Au, Pt, Sn, Cd ; au troisième, Zn, Pd ; le sodium Na forme les plus grosses gouttes. D'après Quincke, le cuivre appartient au second groupe ; le fer, au troisième.

L'auteur s'est attaché à préparer des gouttes de fer, cuivre, nickel et cobalt aussi pures que possible, c'est-à-dire bien exemptes de substances étrangères et d'oxydes qui ont pour effet de diminuer la hauteur de la goutte et, par suite, de classer un métal dans un groupe inférieur à celui auquel il appartient réellement. C'est ainsi que M. Herzfeld a pu classer le cuivre, le fer, le nickel, le cobalt à côté du zinc et du palladium dans le troisième groupe de Quincke.

L. MARCHIS.

J.-A. ERSKINE. — Ueber das electrische Leitungsvermögen der Electrolyte für sehr schnelle electrische Schwingungen (Sur la conductibilité électrique des électrolytes pour les oscillations électriques très rapides). — P. 454-459.

J.-J. Thomson (1) a utilisé les oscillations électriques pour comparer les résistances des électrolytes. Entre un excitateur et un résonnateur, il dispose une couche d'un électrolyte dont il fait varier l'épaisseur jusqu'à obtenir l'extinction des étincelles au résonnateur. La théorie mathématique de l'action protectrice des conducteurs, qu'il a lui-même établie, apprend que les épaisseurs de deux électrolytes, nécessaires pour éteindre les étincelles, sont entre elles comme leurs résistances spécifiques.

(1) J.-J. THOMSON, *Proc. Roy. Soc.*, XLV; 1889.

Au lieu d'observer les étincelles du résonnateur, M. Erskine met à profit un procédé très sensible, indiqué par Rutherford ([1]), et consistant à mesurer la désaimantation partielle de petites aiguilles d'acier disposées à l'intérieur d'un petit solénoïde faisant corps avec le résonnateur. La méthode consiste à mesurer d'abord la désaimantation produite par une épaisseur déterminée de l'électrolyte étudié A, puis deux désaimantations, l'une plus grande, et l'autre plus petite que la précédente, produite par deux épaisseurs différentes d'un électrolyte de comparaison B. Par interpolation on obtient les épaisseurs équivalentes des électrolytes A et B. La désaimantation de l' « aiguille d'épreuve » est déterminée très facilement par la méthode magnétométrique.

Les valeurs ainsi obtenues pour les résistances spécifiques s'accordent parfaitement avec celles qu'on obtient par les méthodes ordinaires.

Une couche de liquide mauvais conducteur, comme l'eau, ne produit pas d'effet protecteur appréciable.

H. Bagard.

E. WIEDEMANN et G. SCHMIDT. — Ueber die Absorption electrischer Schwingungen durch electroluminescende Gase und die durch letztere ausgeübten Schirmwirkungen (Sur l'absorption des vibrations électriques par les gaz électroluminescents et le rôle d'écran que ces derniers exercent). — P. 460.

Les gaz sous faible pression, s'ils sont portés à la luminescence par un courant, jouent le rôle d'écran magnétique en absorbant les vibrations électriques qui les traversent; ils perdent cette propriété si leur luminescence cesse; l'espace obscur cathodique absorbe très peu les vibrations; il se conduit comme un isolant.

Les flammes chargées ou non de vapeurs métalliques ne jouent pas le rôle d'écran.

Un tube de gaz électroluminescent se comporte comme un écran électrostatique probablement par suite des charges statiques prises par la paroi du tube qui neutralise l'action du corps électrisé.

R. Swyngedauw.

([1]) Voir *Journal de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 625; 1897.

E. WIEDEMANN et G. SCHMIDT. — Einfluss der Canalstrahlen auf die electrischen Eigenschaften von Entladungsröhren (Influence des rayons canaux sur les propriétés électriques des tubes à décharge). — P. 469.

Les gaz traversés par ces rayons forment écran magnétique, c'est-à-dire absorbent les vibrations électriques.

Le potentiel explosif de la décharge dans un tube à vide est considérablement abaissé si la cathode est éclairée par les rayons canaux d'un autre tube.

Les décharges transversales traversent plus facilement les rayons canaux.

R. Swyngedauw.

Anton ABT. — Leitungswiderstand und specifische Wärme einiger Eisenoxyde und Eisensulfide (Conductibilité électrique et chaleur spécifique de quelques oxydes de fer et de quelques sulfures de fer). — P. 474.

L'auteur a mesuré, par la méthode du pont de Wheatstone, les résistances électriques de prismes d'oxydes et de sulfures de fer taillés dans des cristaux trouvés dans la nature. Il résulte de ces expériences nombreuses et faites avec grand soin que l'on trouve des résistances spécifiques très différentes pour les échantillons d'un même minéral ayant la même origine. Ainsi, en prenant divers prismes d'une magnétite extraite des mines de Moravitza, on trouve que la résistance d'un prisme de 1 centimètre de longueur ayant 1 centimètre carré de section varie de la valeur 9,2 à la valeur 4,900 environ. Or les prismes employés pour mesurer la résistance sont taillés dans de gros cristaux, et, par suite, ils sont aussi réguliers que possible; enfin leur teneur en fer est très voisine. On ne peut donc attribuer ces divergences énormes qu'à la présence dans les échantillons étudiés de quantités variables de quartz ; on sait en effet que, dans la direction de l'axe, la résistance à 20°C. d'un prisme de quartz de 1 centimètre de longueur et de 1 centimètre carré de section atteint 1.255×10^{18} ohms. La même remarque doit être faite pour les autres minéraux étudiés.

Les chaleurs spécifiques ont été mesurées par la méthode des mélanges; aucun résultat bien remarquable n'est sorti de ces dernières mesures.

L. Marchis.

MATHIAS CANTOR. — Uber die Geschwindigkeit reagirender Gasmolecule (Sur la vitesse des molécules gazeuses réagissantes). — P. 482.

D'après la théorie cinétique des gaz, la pression qu'un gaz exerce sur une paroi solide résulte des chocs de molécules gazeuses contre cette paroi. Mais dans le calcul de cette pression on suppose que toutes les molécules qui sont venues choquer la paroi sont renvoyées en sens inverse. Or il n'en est plus ainsi lorsque la paroi absorbe le gaz ou lorsqu'il se produit une réaction chimique entre elle et ce dernier. Dès lors on doit trouver des valeurs différentes de la pression suivant que le gaz est au contact d'une telle paroi absorbante ou d'une paroi n'exerçant sur le gaz aucune action chimique.

L'auteur donne, d'après Boltzmann, une formule qui exprime cette différence de pression, et il se propose de la vérifier expérimentalement en mettant du gaz chlore au contact) d'une paroi de cuivre.

On détermine d'abord l'augmentation de poids que subit avec le temps une lame de cuivre plongée dans du chlore. Cette expérience montre que, dans les cinq premières minutes, l'augmentation de poids est bien plus considérable que dans les pesées ultérieures ; celles-ci effectuées au bout de temps suffisamment longs (environ une heure) indiquent des augmentations de poids sensiblement constantes.

On constitue alors de la manière suivante un appareil oscillant : une lame de verre est à demi recouverte sur ses deux faces et aux deux extrémités diamétralement opposées d'une portion de la lame de cuivre qui a servi dans l'expérience précédente. Cette lame de verre est fixée à un bipolaire muni d'un miroir. En observant les positions d'équilibre de ce miroir, lorsque le système ainsi suspendu est plongé dans l'air ou dans le chlore, on peut en déduire les différences de pression exercées par les deux gaz sur la paroi mobile de cuivre. Or, pour l'air, cette paroi est en quelque sorte indifférente, tandis que pour le chlore elle constitue une paroi absorbante.

Enfin la théorie cinétique des gaz relie cette différence de pression à la vitesse qu'acquièrent les molécules gazeuses réagissantes après avoir choqué cette paroi qui a sur elles une action chimique.

L'auteur ne semble pas avoir remarqué que son appareil oscillant constitue une sorte de radiomètre et que son expérience serait ainsi très difficile à interpréter. L. MARCHIS.

Paul VOLKMANN. — Bemerkungen zù meinen beiden Arbeiten über die Oberflächenspannung des reinen Wassers aus den Jahren 1894 und 1895 (Remarques sur les deux mémoires que j'ai publiés en 1894 et 1895 sur la tension superficielle de l'eau pure). — P. 507.

L'auteur répond à certaines critiques de Quincke sur ses mémoires publiés en 1894 et 1895 et ayant pour but la détermination en valeur absolue de la tension superficielle de l'eau pure.

L. Marchis.

Anton WASSMUTH. — Ueber einige nicht umkehrbare Processe (Sur quelques transformations non reversibles). — P. 522.

Mémoire de pure analyse sur la transformation de certaines formules dues à Natanson.

L. Marchis.

W. von ULJANIN. — Ueber das Lambert'sche Gesetz und die Polarisation der schief emittirten Strahlen (Sur la loi de Lambert, et la polarisation par émission oblique). — P. 528-542.

I. — D'après Lambert, l'intensité des radiations envoyées dans une certaine direction, par un élément pris dans la surface d'un corps incandescent, varie comme le cosinus de l'angle formé avec la normale. Cette loi s'applique lorsque la surface est mate; elle représente moins bien les résultats expérimentaux obtenus avec une surface parfaitement polie (mesures photométriques de Möller sur le platine).

On a souvent, depuis Fourier, cherché à expliquer cette loi de Lambert en considérant les radiations comme envoyées, non seulement par la surface, mais encore par les parties sous-jacentes. L'auteur précise cette explication, en s'inspirant des idées de Kirchhoff. Il remarque que l'intensité des radiations envoyées doit dépendre de la proportion réfléchie vers l'intérieur à la face de sortie : avec une surface mate qui produit une réflexion diffuse, indépendante de l'incidence, la loi de Lambert doit s'appliquer. Si la surface est polie et réfléchit régulièrement, le pouvoir réflecteur varie avec l'incidence; la loi de variation de l'émission est différente, elle peut être déduite de la loi de variation du pouvoir réflecteur.

L'auteur compare aux résultats ainsi calculés quelques résultats expérimentaux déjà connus. Il trouve une concordance qui lui paraît assez bonne, mais il remarque lui-même que les résultats expérimentaux sur l'émission sont trop peu nombreux et se propose de les compléter.

II. — La polarisation partielle (perpendiculaire au plan d'incidence) de la lumière émise obliquement s'explique de même, la réflexion se faisant différemment pour la lumière polarisée parallèlement et perpendiculairement au plan d'incidence.

L'auteur montre que l'on retrouve ainsi les résultats des mesures photométriques de cette polarisation partielle, faites par M. Violle sur l'argent liquide, dont la surface est naturellement bien polie. Il a fait lui-même des mesures de cette polarisation dans le cas du platine et du verre noir, en étudiant au bolomètre des radiations calorifiques dont les longueurs d'onde étaient respectivement 3μ et 4μ. Une pile de mica servait de polariscope. La concordance est aussi bonne qu'on peut l'espérer, les coefficients de réflexion relatifs à ces longueurs d'onde étant mal connus.

Les conclusions de ce travail concordent exactement avec celles d'un mémoire récent de Millican [1]

A. Cotton.

J. TRAUBE. — Ueber osmotischen Druck und electrolytische Dissociation (Sur la pression osmotique et la dissociation électrolytique). — P. 490-506.

M. Traube explique les phénomènes osmotiques par la contraction produite par le corps dissous lors de la dissolution. Il énonce d'abord un premier principe fondé sur un nombre considérable d'expériences personnelles :

La contraction qu'un corps produit lors de sa dissolution dans l'eau[2] *est proportionnelle à la concentration de la dissolution et sensiblement indépendante de la nature du corps dissous. Elle est, en moyenne, de 13,5 CC. par molécule-gramme dissous d'un corps non conducteur, ou par ion-gramme dissous d'un électrolyte.*

Cette contradiction considérable conduit à admettre, entre le dis-

---

(1) *Phys. Review*, 3, p. 81, 177 ; 1895.

(2) Cette proposition s'applique naturellement aussi à d'autres dissolvants que l'eau.

solvant et le corps dissous, de puissantes attractions, ainsi que les liaisons instables imaginées tout récemment par M. Poynting [1].

L'auteur tire de ses travaux antérieurs la conséquence suivante, relativement à ces liaisons :

Le nombre, de a particules d'eau avec lesquelles une molécule en dissolution étendue prend par la contraction une liaison instable, est le même pour tous les corps non conducteurs ; pour les électrolytes, il croît proportionnellement au degré d'ionisation.

M. Traube a montré antérieurement [2] qu'on peut étendre aux liquides homogènes la loi de Mariotte, Van der Waals, Gay-Lussac. Partant de là, il arrive, en s'appuyant sur les considérations de M. Poynting [3], au principe fondamental de Van t'Hoff, qui dit que *la pression osmotique d'une dissolution est égale à la pression qu'exercerait le corps dissous supposé gazeux à la même température.* Il suffit pour cela d'une seule hypothèse consistant à faire $a = 1$ pour les corps non conducteurs.

Ainsi une molécule d'un corps non conducteur entrerait, lors de sa dissolution, en liaison avec une molécule immédiatement voisine du dissolvant, laquelle permuterait aussitôt avec une autre, et ainsi de suite. C'est aussi grâce à de telles liaisons et séparations continuelles que s'insinuerait le dissolvant dans une dissolution à travers une membrane hémiperméable.

L'auteur fait remarquer que les hydrates éphémères ainsi formés dans une dissolution aqueuse n'ont rien de commun avec les hydrates stables et cristallisés qui peuvent se séparer de la dissolution.

Cette nouvelle conception des phénomènes osmotiques permet une explication simple d'un grand nombre de faits qui jusqu'ici étaient difficilement explicables.

Ainsi, par exemple, on sait que, dans les dissolutions concentrées d'alcool éthylique dans la benzine, la pression osmotique tombe à moins de 1/6 de sa valeur normale. On a admis, pour expliquer cette anomalie, une polymérisation de la benzine ; mais cette hypothèse est elle-même en contradiction avec les résultats donnés par les autres méthodes de détermination du poids moléculaire. Au con-

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 544 ; 1897.
(2) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 565 et suiv. ; 1897.
(3) POYNTING, *loc. cit.*

traire, d'après les idées de Poynting et Traube, la molécule d'alcool serait normale dans la benzine, mais la molécule benzine serait unie à 6 molécules alcool.

On sait que les colloïdes ont en solution aqueuse une pression osmotique extrêmement faible ; les poids moléculaires calculés d'après cette pression sont invraisemblables. On a expliqué cette autre anomalie en disant que les colloïdes ne forment pas de véritables dissolutions, mais des émulsions. M. Traube dit : *Dans les dissolutions de colloïdes, il n'y a pas, comme dans celles des cristalloïdes, des liaisons instables entre le dissolvant et le corps dissous, ou du moins ces liaisons, si elles existent, sont extrêmement lâches.*

On sait encore que la vitesse d'une réaction chimique déterminée est influencée dans une très grande mesure par la nature du dissolvant.

Cette influence est difficilement explicable en attribuant un rôle aussi passif qu'on le supposait jusqu'ici au dissolvant dans la dissolution. Mais, en admettant l'existence des liaisons instables de Poynting, on conçoit une relation très étroite de la vitesse de réaction avec la vitesse de transport de la molécule dissoute d'une molécule à l'autre du dissolvant et, par suite aussi, avec la contraction qui existe entre le dissolvant et le corps dissous.

Dans cet ordre d'idées, il est plus correct d'exprimer les concentrations des dissolutions en *molécule-grammes par litre du dissolvant*, suivant la notation de Raoult, qu'en *molécule-grammes par litre de la dissolution*, suivant la notation de Van t'Hoff-Arrhénius.

Quant à l'hypothèse de la dissociation électrolytique, M. Traube, qui s'en est déclaré l'adversaire à plusieurs reprises, l'abandonne complètement pour revenir aux anciennes idées de Clausius et de Williamson.

Pourquoi les ions comme H, Na, OH, ne peuvent-ils pas traverser une membrane hémiperméable comme les molécules d'eau ? Quelles sont les forces qui détruisent les attractions énormes s'exerçant entre les ions ? Pourquoi le potassium « non électrique » décompose-t-il l'eau, alors que l'ion K ne le peut pas ? D'où viennent les charges électrostatiques des ions ? Comment un ion transmet-il sa charge à un autre ? etc. Autant de questions auxquelles la théorie de la dissociation électrolytique ne donne pas de réponse satisfaisante.

D'après la manière de voir de M. Traube, une molécule de NaCl, en solution aqueuse étendue, produit une double contraction et entre

en union avec 2 molécules d'eau, par suite d'une attraction de plusieurs centaines d'atmosphères. Quand une molécule de NaCl ainsi *ionisée*, NaCl, $2H^2O$, rencontre d'autres molécules, il se produit, d'après Clausius et Williamson, des dissociations et des associations des particules électriques contraires. Le nombre de ces rencontres par seconde est extrêmement grand, mais toute dissociation est suivie d'une association, et l'hypothèse des ions libres devient superflue.

L'auteur termine son mémoire par un parallélisme entre la loi de la *contraction moléculaire*, par lui établie, et la loi de l'électrolyse de Faraday. Les équivalents des différents ions produisent, lors de leur dissolution dans l'eau, une même contraction (13,5 cc.), et ils transportent la même quantité d'électricité (96.540 coulombs). M. Traube voit là la *cause* et l'*effet*. A une « onde de contraction » correspondrait, en quelque sorte, une « onde électrique ».

H. Bagard.

W. DUANE. — Ueber eine magnetische Methode metallisches Eisen nachzuweisen (Sur une méthode magnétique pour déceler le fer métallique). — P. 543-544; 1897.

MM. Duane et Stewart ont montré [1] que l'amortissement produit par un champ magnétique sur le mouvement de rotation d'un isolant qui contient des traces de fer permet de déceler la présence de ce métal avec beaucoup plus de netteté qu'on ne pourrait le faire par analyse chimique.

L'auteur a pu augmenter considérablement encore la sensibilité de la méthode en suspendant l'isolant dans un champ tournant, au lieu de le faire tourner dans un champ fixe.

H. Bagard.

---

[1] Voir *Journal de physique*, 3e série, t. VI, p. 634; 1897.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine;

5e série, t. XLIV; décembre 1897.

J.-D. Hamilton Dickson. — *Sur les températures données par le platine*, p. 445.

Meyer Wildermann. — *Sur les points de congélation réels et apparents et les méthodes pour déterminer le point de fusion*, p. 459.

C. Barnes. — *Détrempe séculaire de l'acier dur, et remarques sur les étalons électriques*, p. 486.

W. Sutherland. — *Les causes de la pression osmotique et de la simplicité des lois des solutions diluées*, p. 493.

J.-E. Almy. — *Sur la double réfraction accidentelle dans les liquides*, p. 499.

J. Larmor. — *Sur la théorie de l'influence magnétique sur les spectres et sur la radiation des ions en mouvement*, p. 503.

W.-M. Mordey. — *Sur le champ externe d'anneaux aimantés en hélice*, p. 513.

Wiedemann's Annalen;

T. LXII, n° 12; 1897.

C. Christiansen. — *Recherches expérimentales sur les causes de l'électricité de contact*, p. 545.

L. Arons. — *Remarques sur les températures aux électrodes d'une lampe à arc et à mercure*, p. 569.

A. Eichenwald. — *Absorption d'ondes électriques dans les électrolytes*, p. 571.

W. Kaufmann et E. Aschkinass. — *Sur la déflexion des rayons cathodiques*, p. 588.

W. Kaufmann. — *Addition au mémoire : Déviation magnétique des rayons cathodiques*, p. 596.

J. Elster et H. Geitel. — *Sur une propriété photo-électrique des sels qui se colorent quand on les chauffe dans la vapeur d'un métal alcalin*, p. 599.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Sur les rayons cathodiques*, p. 603.

J. Irén Karoly. — *Démonstration de l'influence réciproque de deux étincelles*, p. 612.

C. Dieterici. — *Sur la pression maximum de vapeur à 0° de dissolutions à grandes étendues*, p. 616.

Chr. Bohr. — *Sur l'absorption des gaz par les liquides à diverses températures*, p. 644.

O. Wiedeburg. — *Sur les transformations irréversibles : II. Lois des résistances*, p. 652.

R. Börnstein. — *Observations électriques dans les voyages aériens sous l'influence de la charge du ballon*, p. 680.

P. Drude. — *Sur la théorie des phénomènes magnéto-optiques dans le fer, le nickel et le cobalt*, p. 687.

P. Drude. — *Addition à mon rapport : Sur les actions à distance*, p. 693.

A. Heydvveiller. — *Cohésion spécifique et tension superficielle de l'or au moment de la solidification*, p. 694.

A. Heydweiller. — *Remarque sur une communication relative à la tension superficielle de l'or*, p. 700.

M. Wien. — *Sur l'étalonnement d'un galvanomètre balistique au moyen d'une bobine de self-induction connue*, p. 702.

K. Wesendonck. — *Sur la thermodynamique de la luminescence*, p. 706.

T. LXII, n° 13 ; 1897.

Ed. Hagenbach. — *Renversement de l'effet de soupape dans les tubes à décharge*, p. 1.

P. Drude. — *Sur la relation entre la torsion et le magnétisme*, p. 9.

G. Tammann. — *Sur la tension de vapeur des hydrates qui restent transparents en se dissociant*, p. 16.

F.-A. Schulze. — *Sur la manière d'être du fer relativement à la loi de Wiedemann et Franz*, p. 23.

A. Oberbeck. — *Sur la théorie de la polarisation galvanique*, p. 29.

L. Pfaundler. — *Sur la tension des vapeurs du mercure entre 0° et 100°*, p. 36.

H. Jahn. — *Notes électrochimiques*, p. 44.

A. Heydweiller. — *Evaluation du frottement intérieur des corps solides*, p. 56.

J. Klemmenčič. — *Contribution à la connaissance du résidu magnétique*, p. 61.

G. Quincke. — *Thermomètre acoustique pour de hautes et de basses températures*, p. 66.

E. Ketteler. — *Amortissement du pendule abandonné à lui-même ; analogie avec la pénétration de la lumière dans un milieu transparent*, p. 72.

F. Melde. — *Production d'ondes stationnaires par la décharge électrique avec étincelle*, p. 78.

G. Jäger et Saint-Meyer. — *Sur la susceptibilité magnétique et le magnétisme atomique*, p. 83.

C.-A. Bjerknes. — *Extension des phénomènes hydrodynamiques semblables à des phénomènes électriques inverses. Passage des phénomènes statiques aux phénomènes dynamiques*, p. 91.

R. Defregger. — *Sur l'effet thermomagnétique longitudinal dans le bismuth*, p. 97.

A. Föppl. — *Sur la dureté des métaux et notamment de l'acier*, p. 103.

M. Toepler. — *Décharge stratifiée dans l'air libre*, p. 109.

A. Winkelmann. — *Sur la variation du coefficient d'élasticité du platine avec la température*, p. 117.

W. v. Bezold. — *Recherches des ondes électriques à l'aide des figures obtenues avec de la poussière*, p. 124.

K.-R. Koch. — *Action d'un champ magnétique sur les constantes diélectriques et les indices de réfraction*, p. 132.

H. Jaeger. — *Images magnétiques*, p. 137.

J. Fröhlich. — *Induction normale d'un anneau*, p. 142.

O. Wiedeburg. — *Un principe de physique*, p. 154.

E. Dorn. — *Sur l'action calorifique des rayons de Röntgen*, p. 160.

L. Arons. — *Sur l'extra-courant de rupture*, p. 177.

A. Toepler. — *Sur l'observation électroscopique des oscillations du résonnateur de Hertz*, p. 183.

V. v. Lang. — *Sur la force contre-électromotrice de l'arc entre des électrodes d'aluminium*, p. 191.

F. Pockels. — *Sur les propriétés magnétiques de quelques roches basaltiques*, p. 195.

P. Chappuis. — *Dilatation de l'eau de 0° à 40°*, p. 202.

A. Paalzow et F. Neesen. — *Influence du magnétisme sur la puissance des décharges électriques dans l'air raréfié*, p. 209.

E. Riecke. — *Sur la distribution de l'électricité libre à l'intérieur d'un tube de Geissler*, p. 220.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques et la lumière*, p. 230.

K. Waitz. — *Sur une différence de propriétés de la vibration électrique et de la vibration magnétique de Hertz*, p. 234.

E. Wiedemann. — *Relation de la lumière positive à l'espace obscur cathodique*, p. 242.

E. Wiedemann. — *Influence réciproque des diverses parties d'une cathode*, p. 246.

P. Lenard. — *Sur l'action électrique des rayons cathodiques sur l'air atmosphérique*, p. 253.

F. Richarz et W. Ziegler. — *Mesure de la température d'électrolytes à la surface de très petites électrodes*, p. 261.

W. König. — *Démonstration simple du phénomène de Zeeman*, p. 268.

H. Euler. — *Sur la mobilité de molécules dissociées et non dissociées*, p. 273.

H.-A. Lorentz. — *Sur l'influence des forces magnétiques sur l'émission de la lumière*, p. 278.

O. Lehmann. — *Sur le vent électrique et magnétique*, p. 285.

S. v. Arrhenius. — *Recherches sur l'action électrique des pointes*, p. 305.

C. Fromme. — *Sur l'action que les secousses exercent sur le magnétisme*, p. 314.

F. Braun. — *Sur les mouvements produits par le courant électrique*, p. 324.

M. Thiesen. — *Remarques sur l'équation caractéristique*, p. 329.

W. Ostwald. — *Considérations sur la pression de vapeur de liquides qui se dissolvent réciproquement*, p. 336.

H. Ebert. — *Recherches avec le geyser artificiel de G. Wiedemann*, p. 342.

H. du Bois. — *Sur les écrans magnétiques*, p. 348.

W. Jaeger. — *Transformation du sulfate de zinc dans l'élément de Clark*, p. 354.

H.-F. Weber. — *Influence de la forme des tensions et des intensités de courants alternatifs sur les mesures de capacité et de coefficients d'induction au moyen de courants alternatifs*, p. 366.

W. Voigt. — *Contributions à la figuration géométrique des propriétés physiques des cristaux*, p. 376.

W. Nernst et A.-M. Scott. — *Sur la polarisation dans les membranes métalliques minces*, p. 386.

M. Wien. — *Sur l'emploi de l'électrodynamomètre en dérivation*, p. 390.

O. Lummer et E. Pringsheim. — *Radiation d'un corps* noir *entre* 100° *et* 1300° C, p. 395.

E. Warburg. — *Sur l'électrisation de l'air par les pointes*, p. 411.

M. Planck. — *Note sur la théorie de l'amortissement des oscillations électriques*, p. 419.

F. Kohlrausch. — *Phénomènes produits dans l'électrolyse du chlorure de platine*, p. 423.

T. LXIV; n° 1, 1898.

W.-C. Röntgen. — *Sur une nouvelle espèce de rayons* (1re communication), p. 1.

W.-C. Röntgen. — *Sur une nouvelle espèce de rayons* (2e communication), p. 12.

W.-C. Röntgen. — *Nouvelles observations sur les propriétés des rayons X* (3e communication), p. 18.

E. Goldstein. — *Sur une forme non encore reconnue de rayonnement de la cathode dans les décharges induites*, p. 38.

W.-P. Graham. — *Sur la marche du gradient de potentiel dans les tubes de Geissler*, p. 49.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Sur les halogénides colorés des alcalis*, p. 78.

K. Kahle. — *Remarques sur un travail de MM. Callendar et Barnes sur l'élément de Clark*, p. 92.

W. Voigt. — *Evaluation de conductibilités calorifiques relatives par la méthode des isothermes*, p. 95.

M. Smoluchowski. — *Sur la conductibilité calorifique dans les gaz raréfiés*, p. 101.

P. Drude. — *Sur la théorie de la dispersion électrique anomale*, p. 131.

P. Drude. — *Les constantes optiques de sodium*, p. 159.

K. Schreber. — *La température absolue*, p. 163.

H. Muraoka et M. Kasuya. — *La lumière d'un coléoptère lumineux* (Johannis Käferlicht) *et l'action des vapeurs de corps solides et liquides sur les plaques photographiques*, p. 186.

DE LA TORSION MAGNÉTIQUE DU FER ET DE L'ACIER ;

Par M. G. MOREAU.

Le phénomène de la torsion magnétique a été découvert par Wiedemann et étudié par Smith([1]). D'après eux, un fil de fer tordu, placé suivant l'axe d'un solénoïde, se tord davantage sous l'action du champ. La torsion magnétique, très faible, est toujours de même sens que la torsion initiale et s'annule avec elle. Elle croît avec cette torsion et avec l'action du champ, atteint un maximum et décroît lentement.

J'ai repris l'étude du phénomène et j'ai observé des lois très simples qu'on peut appliquer avec succès à la mesure des champs magnétiques, à l'étude de la torsion résiduelle des métaux magnétiques et des lois de Coulomb. En se plaçant en effet dans des conditions convenables, on obtient des torsions considérables susceptibles de mesures précises. Je me bornerai dans cet article à l'exposition des lois relatives au fer doux et à l'acier trempé.

I. — Étude théorique de la torsion magnétique.

Soit AB (*fig.* 1) un fil de fer doux de longueur L et de rayon R, fixé en A et tordu en B de T°. Il traverse, suivant les lignes de force, un champ magnétique uniforme limité par deux plans parallèles M_1 et M_2. Par suite de la polarisation due à ce champ, un élément m_1m_2 sera soumis, sur chacune de ses bases, à des actions parallèles $+\mathcal{F}, -\mathcal{F}$ par unité de surface. Un arc élémentaire d'hélice ab provenant d'une génératrice tordue, tournera sous l'action de ces forces et viendra en a_1b_1 ; les bases m_1 et m_2 tourneront donc en sens contraire vis-à-vis de la section moyenne de l'élément qui restera fixe. Ces rotations modifieront les torsions initiales des points situés de part et d'autre du champ ; les sections m_1 augmenteront la torsion dans la région AM_1, et les sections m_2 la diminueront dans la région BM_2.

Dans chaque section m_1 la rotation s'effectue sous l'action d'une force tangentielle $\mathcal{F}_1 = \mathcal{F}\alpha$ par unité de surface, α étant l'angle

([1]) *Philosophical Magazine*, t. XXXII ; 1891.

d'inclinaison de l'hélice *ab* sur l'axe du fil ; cet angle égale $\frac{rT}{L}$ pour

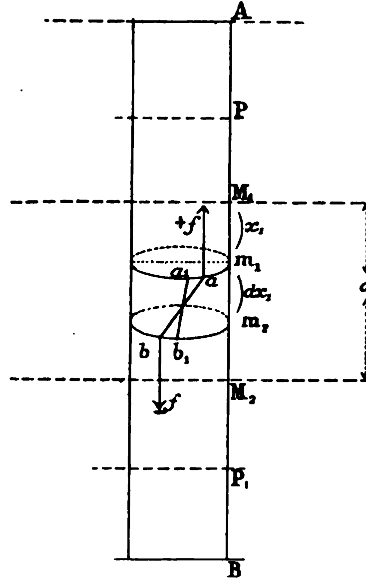


Fig. 1.

les torsions initiales petites. Le moment résultant de toutes les actions $\mathfrak{F}_1$ sera pour la section m_1 :

$$\text{Moment} = \int_0^R \mathfrak{F}_1 . 2\pi r^2 dr = \frac{\pi}{2} \mathfrak{F} \frac{T}{L} R^4.$$

La rotation $d\theta$ de m_1 sous l'action de ces forces sera, d'après la loi de Coulomb :

$$d\theta = \frac{1}{C} \times \frac{\pi}{2} \mathfrak{F} . \frac{T}{L} . R^4,$$

où C est le coefficient de torsion de l'élément $m_1 m_2$.

Or

$$C = \pi\varphi . \frac{R^4}{dx_1},$$

φ, coefficient de rigidité du fil ;
dx_1, longueur de l'élément.

Donc

$$d\theta = \frac{1}{2\varphi} . \mathfrak{F} . \frac{T}{L} dx_1.$$

La section m_2 subira la même rotation en sens contraire.

En un point P tel que AP $= x$, la torsion due à $d\theta$ sera :

$$d\theta_x = \frac{\mathfrak{J}}{2\varphi} \cdot \frac{T}{L} \cdot x \frac{dx_1}{l_1 + x_1}, \qquad \text{où} \qquad \begin{array}{l} AM_1 = l_1 \\ M_1m_1 = x_1. \end{array}$$

La torsion magnétique en P due à l'action totale du champ sera :

$$(1) \quad \theta_P = \frac{\mathfrak{J}}{2\varphi} \cdot \frac{T}{L} \cdot x \log\left(1 + \frac{d}{l_1}\right); \qquad d\text{, longueur du champ.}$$

Pour un point P_1 situé dans la région M_2B, on aura :

$$(2) \quad \theta_{P_1} = -\frac{\mathfrak{J}}{2\varphi} \cdot \frac{T}{L} z \cdot \log\left(1 + \frac{d}{l_2}\right), \qquad \text{où} \qquad \begin{array}{l} M_2B = l_2 \\ BP_1 = z. \end{array}$$

Pour un point P′ du fil situé dans le champ tel que AP′ $= x$ et BP′ $= z$:

$$(3) \qquad \theta_{P'} = \frac{\mathfrak{J}}{2\varphi} \cdot \frac{T}{L}\left[x \log \frac{l_1 + d}{x} - z \log \frac{l_2 + d}{z}\right].$$

Si nous remarquons enfin que $\mathfrak{J} = IF + 2\pi I^2$, où I est l'intensité d'aimantation du fil due au champ F, nous déduirons des formules 1, 2, 3, les lois qui suivent :

1° En un point d'un fil tordu, situé en dehors du champ magnétique, la torsion magnétique est proportionnelle à la torsion du fil au point considéré, au carré de l'intensité du champ, si celui-ci est faible et indépendant du diamètre du fil ;

2° Pour des points situés de part et d'autre du champ, la torsion magnétique a des valeurs égales et de signe contraire, si les extrémités du fil sont symétriques par rapport au champ ;

3° Le long du fil, la torsion magnétique croît proportionnellement à la distance du point considéré à l'extrémité voisine. Elle passe par un maximum aux bords du champ et s'annule pour un point intérieur.

II. — Étude expérimentale des lois de la torsion magnétique.

Les observations ont été faites avec des fils de fer doux recuits au courant électrique et des fils d'acier (cordes de piano), de diamètre compris entre $0^{mm},3$ et $1^{mm},8$ et de longueur variant de 40 centimètres à 3 mètres. Le fil étudié était soudé en A et tordu en B par une pince à alidade mobile autour de l'axe d'un cercle divisé. Un poids

de 1 kilogramme tendait le fil après le point B. Une bobine de 30 centimètres de long et donnant 70 unités C. G. S. par ampère fournissait le champ magnétique. La torsion en un point P était observée grâce à un petit miroir concave de $0^m,50$ de foyer, fixé en ce point et une échelle de Poggendorff divisée en millimètres. On pouvait déplacer le miroir et la bobine le long du fil.

1°.—A.— Variation de la torsion magnétique avec la torsion du fil.

Les observations sont faites avec un fil de fer recuit de $0^{mm},4$ de diamètre, 156 centimètres de longueur. AP = 3 centimètres, $PM_1 = 10$ centimètres. Intensité du courant de la bobine, $8^{amp},5$.

Torsions initiales T :										
0	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{3\pi}{2}$	2π	4π	6π	8π	10π	12π	40π
Torsions magnétiques *t* :										
0	3°,5	7°	10°	13°,75	26°	33°	37°,5	38°	38°	38°

Pour des torsions T égales, mais de sens contraire, on trouve les mêmes valeurs pour *t*, mais en sens contraire. La torsion *t* est proportionnelle à T, tant que celle-ci est inférieure à 4π. Pour des torsions plus grandes, *t* tend vers une limite atteinte assez rapidement. Ceci s'explique si on remarque que la loi de Coulomb n'est plus exacte pour des torsions dépassant 2π.

B. — Indépendance du diamètre.

Les observations sont faites avec des fils de fer doux de différents diamètres et de même longueur, 78 centimètres pour chacun. AP = 33 centimètres, $PM_1 = 10$ centimètres, I = 8 ampères.

Diamètre 2R	$\frac{\pi}{2}$	π	2π	4π	12π	= Torsions T
$0^{mm},35$	5°,5	11°	20°	27°	30°,5	Torsions *t*
$0^{mm},55$	5°,5	11°	16°	17°,5	17°,5	
$0^{mm},7$	5°,5	9°,5	12°,5	13°	13°	
$1^{mm},1$	5°,5	9°	10°,5	11°	11°	
$1^{mm},8$	5°,25	6°	6°	6°	6°	

Pour une torsion inférieure à $\frac{\pi}{2}$, la loi est vérifiée : on a la même torsion magnétique, quel que soit R. Pour des torsions plus grandes,

l'influence du diamètre est toute puissante. Le maximum de la torsion magnétique diminue rapidement quand le diamètre augmente. Ceci tient évidemment à la loi de Coulomb, et ces différences peuvent servir à modifier cette loi pour les torsions élevées.

Pour l'acier trempé et recuit, les résultats sont analogues, à part la grandeur de la torsion magnétique. Celle-ci diminue quand la dureté augmente, ce qui est indiqué par les formules établies, car la rigidité φ est au dénominateur.

Voici quelques observations de comparaison :

Diamètre	Fer doux	Acier recuit	Acier trempé	
$0^{mm},35$	$30^{\circ},5$	26°	24°	Torsion magnétique limite pour $i = 8$ ampères.
$0^{mm},6$	16°	14°	12°	
$0^{mm},7$	13°	12°	11°	
$1^{mm},1$	11°	9°	8°	

C. — Proportionnalité au carré du champ.

Observations faites avec un fil de fer doux de $0^{mm},35$ de diamètre et de 78 centimètres de longueur :

$AP = 33$ centimètres, $PM_1 = 10$ centimètres, $T = 4\pi$.

$i =$	$0^{a},05$	$0^{a},075$	$0^{a},10$	$0^{a},15$	$0^{a},20$	$0^{a},3$	$0^{a},4$
$t =$	$0^{\circ},25$	$0^{\circ},50$	$0^{\circ},85$	$2^{\circ},10$	$3^{\circ},25$	$5^{\circ},50$	7

$i =$	$0^{a},5$	$0^{a},65$	$0^{a},80$	$0^{a},9$	$1^{a},4$	$1^{a},5$
$t =$	8°	$9^{\circ},25$	$10^{\circ},25$	11°	$12^{\circ},5$	$14^{\circ},5$

Pour un courant plus fort, la torsion t continue à croître jusqu'à une limite qu'elle atteint pour 8 ampères.

La courbe de variation de t avec i présente deux parties : la plus rapprochée de l'origine indique la proportionnalité à i^2 jusqu'à $0^{a},15$, c'est-à-dire jusqu'à un champ de 10 unités environ ou jusqu'à la presque complète saturation du fil ; au delà, l'intensité d'aimantation croissant plus lentement, on a une courbe voisine d'une droite qui s'infléchit au voisinage de la limite. La formule (1) est donc vérifiée au moins pour des forces magnétisantes qui ne sont pas trop voisines de 500 unités.

Les résultats pour l'acier sont analogues à ceux du fer doux, les torsions étant seulement moindres. La limite est aussi obtenue pour un courant de 8 ampères. Les torsions sont les mêmes quand le courant croît de 0 à 8 ampères et quand il décroît de 8 ampères à 0.

2[e] *et* 3[e] *Lois.* — Variation de la torsion magnétique le long d'un fil tordu.

1° Observations faites sur un fil de $1^{m},60$ de long et de $0^{mm},6$ de diamètre. Il a été successivement tordu de deux tours à droite et de deux tours à gauche, et on a pris la moyenne des observations. La bobine occupe le milieu du fil, et le courant est de 8 ampères.

AP $= x =$	8^{cm}	12^{cm}	20^{cm}	24^{cm}	32^{cm}	40^{cm}	48^{cm}	56^{cm}	64^{cm} Bord M_1
$t_x =$	$+1^{\circ},75$	$+2^{\circ},60$	$+4^{\circ},25$	$+5^{\circ}$	$+7^{\circ}$	$+8^{\circ},5$	$+9^{\circ},75$	$+10^{\circ},5$	$+9^{\circ}$

$BP_1 = z =$	$+8^{cm}$	12^{cm}	20^{cm}	24^{cm}	32^{cm}	40^{cm}	48^{cm}	56^{cm}	64^{cm} Bord M_2
$t_z =$	$-1^{\circ},75$	$-2^{\circ},75$	$-4^{\circ},25$	$-5^{\circ},1$	-7°	$-8^{\circ},5$	-10°	$-10^{\circ},25$	-9°

La symétrie des résultats est parfaite, et la proportionnalité aux distances x et z existe tant que les points considérés ne sont pas très voisins des bords de la bobine. Les deux maxima sont également distants du centre du champ, mais un peu au-delà des bords du solénoïde. Ceci tient à la décroissance du champ au voisinage de ces bords, décroissance dont on n'a pas tenu compte dans les formules 1, 2, 3, et qui a évidemment pour effet d'éloigner les maxima.

2° Observations faites avec le même fil. La bobine est déplacée de 24 centimètres du côté de l'extrémité fixe A. $i = 8$ ampères. $T = 2$ tours.

AP $= x =$	8^{cm}	20^{cm}	24^{cm}	32^{cm}	40^{cm}	Bord M_1
$t_x =$	$+1^{\circ},75$	$+4^{\circ},25$	$+5^{\circ},1$	$+6^{\circ}$	$+4^{\circ},5$	

$BP_1 = z =$	12^{cm}	24^{cm}	32^{cm}	40^{cm}	48^{cm}	64^{cm}	80^{cm}	72^{cm} Bord M_2
$t_z =$	$-2^{\circ},75$	$-5^{\circ},25$	-7°	$-8^{\circ},5$	$-10^{\circ},25$	$-13^{\circ},5$	$-15^{\circ},25$	-14

Du côté de l'extrémité fixe, les torsions ont diminué et elles ont augmenté du côté de l'extrémité tordue. Au voisinage des bords, la constante relative aux observations (1) coïncide avec celle des observations (2). Les maxima différents sont encore à la même distance du champ. Leur somme est la même dans les deux séries d'observations.

Tous ces résultats se déduisent des formules, si on remarque que les logarithmes ont peu varié pour le déplacement de 24 centimètres donné au champ.

3° Les observations ont été faites avec un fil de $0^{mm},65$ de diamètre (fer doux), de longueur croissante. L'extrémité non tordue A se déplaçait depuis le bord M_2 tourné vers l'extrémité tordue B, jus-

qu'en un point situé au-delà de l'autre bord M_1 du champ. On a observé pour chaque longueur la torsion magnétique en un point P_1 tel que $x = BP_1 = 1$ mètre et $M_2P_1 = 20^{cm},5$. La torsion $T = \frac{1}{2}$ tour. Le courant est de 8 ampères.

$L = 120^{cm}$	$t_m = 4°$	$L = 157^{cms}$	$t_m = 16°,50$
125	8°	182	12°,50
130	10°	200	10°,75
135	14°	207	10°,50
140	15°	232	9°,50
145	16°	257	8°,50
150	16°,50	270	8°

Les torsions t_m ont été obtenues en doublant les torsions observées pour $\frac{T}{2}$.

La courbe de variation de t en fonction de L est une droite de 120 à 145 centimètres, c'est-à-dire quand le point A est dans le champ uniforme. On a ensuite un maximum quand le point A sort du champ, enfin un arc d'hyperbole indiquant la constance du produit $t \times L$.

Ces résultats sont donnés par les formules.

Lorsque le point A est en dehors de la bobine, c'est la formule (2) qui intervient. Tout y est constant, sauf L ; donc $t.L = C^{te}$.

Lorsque le point A est dans la bobine, la formule qui convient est :

$$t_{P_1} = -\frac{\mathcal{J}}{2\rho} \cdot \frac{T}{L} \cdot z \log\left(1 + \frac{d'}{l_2}\right), \qquad \text{où} \qquad d' = AM_2.$$

Si d' est petit à côté de l_2, t_{P_1} variera sensiblement comme d' et aura son maximum quand $d' = d$, c'est-à-dire quand A sortira du champ.

ÉTUDE DES CORNETS ACOUSTIQUES PAR LA PHOTOGRAPHIE DES FLAMMES DE KŒNIG ;

Par M. MARAGE.

INTRODUCTION.

Dans ce travail je me suis d'abord proposé de chercher quelle était la caractéristique des voyelles parlées sans aucun instrument ; puis

j'ai étudié les modifications que font subir au son les cornets acoustiques, et enfin j'ai cherché l'appareil qui, tout en augmentant l'intensité des vibrations, leur laissait leur hauteur et leur timbre.

Dans un travail antérieur [1], en me servant comme réactif des flammes manométriques, j'obtins des résultats qui ne concordaient nullement avec ceux que M. Kœnig avait obtenus dans les mêmes conditions.

Comme, tous les deux, nous nous servions de miroirs tournants, et que nous dessinions l'*image vue*, il n'y avait qu'un seul moyen de trancher le différend : c'était de photographier les flammes.

L'appareil de Kœnig se composait de six parties :

1° Un miroir tournant; 2° une flamme manométrique; 3° une capsule manométrique; 4° un tube; 5° une embouchure; 6° un parleur.

Cette note comprendra le même nombre de subdivisions, précédées d'un exposé rapide de la méthode que j'ai employée pour compter le temps.

APPAREILS ET FLAMME CHRONOMÉTRIQUE.

Flamme chronométrique. — Il s'agissait, avant tout, d'avoir un appareil compteur donnant exactement le temps. Pour cela j'employai deux capsules manométriques dont les flammes, situées l'une au-dessous de l'autre, étaient placées dans un même plan vertical parallèle au papier sensible du chronophotographe.

La flamme chronométrique était située un peu à gauche de l'autre et toutes les deux étaient mises au point en même temps.

Un diapason électrique, vibrant au $\frac{1}{54}$ de seconde, communiquait ses vibrations à la flamme par l'intermédiaire d'un tambour de Marey; les deux capsules étaient contenues dans une boîte rectangulaire en bois, tapissée intérieurement de velours noir et présentant sur une de ses faces latérales une ouverture fermée par une lame de verre ; des orifices permettaient l'entrée et la sortie des gaz, et l'on se trouvait ainsi complètement à l'abri des agitations produites par l'air extérieur.

---

(1) *Note sur un nouveau cornet acoustique servant en même temps de masseur du tympan : appareil présenté à la Société de Biologie le* 9 *janvier* 1897. Masson, édit.

Le chronophotographe était mû à la main : un volant formé d'une lame circulaire de plomb donnait un mouvement aussi uniforme que possible. A chaque expérience on avait environ $1^m,50$ de papier impressionné dont la vitesse variait entre $1^m,50$ et 2 mètres à la seconde.

Interprétation des flammes. — Si l'on examine les épreuves qui donnent les différentes formes que prend la flamme chronométrique vibrant en $\frac{1}{54}$ de seconde, on voit que, lorsque la vitesse est nulle, la flamme donne sur le papier une image très nette, négative. Si l'on augmente graduellement la vitesse, on constate qu'à chaque vibration du diapason la flamme est brusquement projetée au dehors, puis elle redescend pour rallumer la flamme suivante.

Si la vitesse s'accroît, la flamme s'incline sur la photographie ; et la partie descendante forme un triangle dont la base est la flamme entière et dont le sommet se trouve au point d'origine de la flamme suivante.

Si la vitesse devient plus considérable, la base de la flamme n'est plus assez photogénique dans sa partie montante et descendante pour impressionner le papier, et les images des différentes flammes sont séparées les unes des autres.

Nous retrouverons toujours un phénomène analogue dans les flammes vibrant sous l'influence de la parole.

Il faut avoir soin de donner au papier sensible une vitesse telle que les flammes soient séparées les unes des autres, sans cependant être trop éloignées.

Je vais examiner successivement l'influence des différentes parties composant l'appareil de Kœnig.

1° Influence des miroirs tournants. — La masse d'air entraînée agite la flamme, ce qui la déforme complètement.

On peut remédier à cet inconvénient en séparant la flamme des miroirs par une lame de verre verticale ; l'observateur voit alors trois images : les deux premières données par les faces antérieure et postérieure de la lame de verre ; la troisième donnée par le miroir tournant ; et, comme cette dernière est la seule qui se multiplie, les deux autres ne présentent aucun inconvénient ; mais dans ce cas il ne m'a pas encore été possible de photographier l'image vue dans les miroirs.

2° Influence de la flamme. — Le gaz d'éclairage, même chargé

de vapeurs d'éther, de pétrole ou de benzine, n'étant pas assez photogénique, j'employai l'acétylène qui avait un double avantage :

1° Impressionner fortement le papier ;

2° Vibrer à l'unisson avec le diapason, chose que je n'avais jamais pu obtenir avec le gaz d'éclairage.

Lorsque la flamme ne vibrait pas, elle montait et descendait sous l'influence du diapason en traçant une sorte de sinusoïde ; lorsqu'elle se mettait à chanter, elle donnait les figures décrites plus haut.

3° Influence de la capsule manométrique. — On peut placer dans la capsule soit une membrane de baudruche, soit une membrane de caoutchouc ; mais, en faisant les expériences, on voit qu'une membrane en baudruche très peu tendue obéit beaucoup plus aux vibrations de la parole qu'une membrane de caoutchouc. Cette dernière, en effet, revient sur elle-même grâce à son élasticité et elle éteint toutes les têtes de flammes, ce qui leur donne un aspect absolument géométrique.

4° Influence du tube. — Un tube long et étroit ou enlève de la netteté ou semble introduire des flammes nouvelles qui n'existent pas lorsqu'on emploie un tube large et court. Ces flammes se surajoutent aux flammes caractéristiques des voyelles, par conséquent dans toutes les expériences on a toujours employé le même tube gros et court.

5° Influence de l'embouchure. — A) *Sans embouchure.* — On supprime complètement toute embouchure et on prononce successivement chacune des voyelles en donnant autant que possible au son produit la même hauteur.

On constate alors que l'on peut partager les voyelles en trois groupes : dans le premier on placera I, U, OU, caractérisées par une seule flamme ;

Dans le second : É et O, caractérisées par deux flammes ; et dans le troisième : A, caractérisée par trois flammes.

Ces mêmes voyelles ayant été prononcées sur la même note, chaque vibration était représentée, non pas par le nombre de flammes absolu, mais par le nombre de groupes (planche IV).

Ainsi I, U, OU, présentent cinq flammes par $\frac{1}{54}$ de seconde ; É et O, cinq groupes de deux flammes par $\frac{1}{54}$ de seconde ; et A, cinq groupes de trois flammes par $\frac{1}{54}$ de seconde.

Ce qui donne, pour tonalité absolue, 540 vibrations simples, c'est-à-dire une note comprise entre ut_3 (522) et $ut\sharp$ (562).

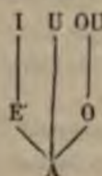
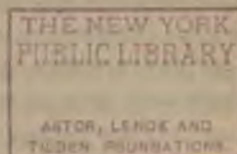


Fig. 1.



Ceci n'a rien d'étonnant, attendu que, pour prononcer I, U, OU, la cavité buccale ne change pas de forme, la langue reste en place, et ce sont les lèvres seules qui font la voyelle ; il en est de même pour É et pour O ; enfin la voyelle A est obtenue d'une façon tout à fait particulière.

Cette classification des voyelles, bien qu'obtenue par une méthode très différente, correspond absolument à la classification d'Helmholtz.

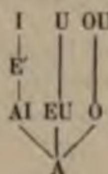


Fig. 2.

Elle correspond en même temps à la classification adoptée généralement par les professeurs de chant et, en particulier, par M. Lefort.

M. Lefort admet, en effet, dans la voix chuchotée, trois voyelles fondamentales, I, U, OU, d'où il fait dériver les autres.

I	U	OU
é	eu	o
in	un	on
è	e	ô
à	â	an

Pour prononcer successivement les voyelles d'une classe, il suffit, la langue restant en place, d'ouvrir la bouche de plus en plus (1).

(1) J'ai comparé les résultats ainsi obtenus, avec ceux que donne la méthode graphique; M. Marey avait fait modifier la plaque vibrante du graphophone de manière à inscrire ses vibrations sur un cylindre tournant recouvert de noir de

B) *Embouchure de Kœnig.* — Si l'on prend l'embouchure dont M. Kœnig s'est servi pour faire ses expériences, et si l'on répète les voyelles avec la même tonalité que précédemment, on constate que cette embouchure métallique en forme de cône a introduit des flammes nouvelles qui modifient considérablement la forme et le nombre des flammes (planche V).

I n'est plus caractérisé par une seule flamme, mais par une flamme principale avec deux autres plus petites parallèles.

U conserve une flamme unique, mais OU en a trois parallèles : deux égales se touchant ; une plus petite, isolée.

É a quatre flammes indépendantes à leur base, réunies à leur sommet ; O en a trois également indépendantes à leur base, réunies à leur sommet. Enfin A, au lieu de trois flammes, en a quatre, la plus petite étant ajoutée.

Ce sont donc U et A qui sont les moins déformées.

On comprend donc que M. Kœnig, s'étant servi de cette embouchure dans toutes ses expériences, ait toujours trouvé des résultats différents des miens.

C) *Influence du résonateur.* — On remplace maintenant l'embouchure de Kœnig, qui doit être rejetée, par les résonateurs correspondant aux vocables des voyelles

I	OU	É	O	A
ré$_6$	*fa*$_3$	*si*♭$_5$	*si*♭$_3$	*si*♭$_4$

OU, d'après Donders.

O, A, E, d'après Kœnig et Helmholtz.

I, d'après Helmholtz [1].

---

fumée : en examinant ces courbes au microscope, on peut constater que I, U, OU, donnent chacune une courbe se rapprochant de la sinusoïde, ce que j'appellerai un tracé à une période, correspondant à une flamme.

É et O donnent un tracé à deux périodes ; cependant pour É il semble dans certains cas qu'il y en ait trois (nous en verrons l'explication plus loin) ; enfin la courbe de A est très nettement formée de trois parties ; il y a donc dans ce cas concordance entre la méthode graphique et la méthode de Kœnig ; j'ai, d'ailleurs, le projet de reprendre l'étude de ces tracés.

[1] D'après M. Kœnig, les vocables des voyelles seraient

OU	O	A	É	I
si♭$_2$	*si*♭$_3$	*si*♭$_4$	*si*♭$_5$	*si*♭$_6$

En examinant le tableau ci-joint, on voit que :

OU n'a qu'une flamme avec *si*♭$_2$, mais elle est moins régulière qu'avec *fa*$_3$. O et A sont concordants avec *si*♭$_3$ et *si*♭$_4$.

I n'a qu'une flamme avec *si*♭$_6$, mais cette flamme est moins nette qu'avec *ré*$_6$, cependant elle est unique.

Quant à É, cette voyelle n'a qu'une flamme avec *si*♭$_5$, alors que normalement

Il est évident que, si ces notes sont les vocables des voyelles correspondantes, la flamme caractéristique de chaque voyelle doit être marquée avec une plus grande netteté ; c'est ce que l'on constate d'une façon très précise pour OU, fa_3 ; pour O $si^{\flat}_3$, A $si^{\flat}_4$.

É n'a plus qu'une flamme avec $si^{\flat}_3$, et I conserve une seule flamme avec $ré^{\flat}_4$.

D) *Recherche de la vocable.* — Puisque I, U, OU appartiennent au même groupe, elles doivent avoir la même vocable, fa_3 ; É et O, la même vocable, $si^{\flat}_3$; A une vocable différente, $si^{\flat}_4$.

On constate, en effet, que ces voyelles prononcées avec ces trois résonateurs donnent des flammes absolument nettes, claires et précises ; mais est-ce à dire que $si^{\flat}_2$, $si^{\flat}_3$, $si^{\flat}_4$ soient sûrement les vocables des voyelles correspondantes : je ne saurais l'affirmer.

E) *Influence du résonateur sur le nombre des flammes qui se trouvent dans chaque groupe.* — J'ai alors pris successivement comme embouchure les résonateurs que j'avais à ma disposition, et j'ai réuni les résultats obtenus dans le tableau suivant :

Influence du résonateur sur le nombre des flammes qui se trouvent dans chaque groupe.

	2			3					4			5		6		
	ut_2	fa_2	$si^{\flat}_2$	ut_3	fa_3	sol_3	la_3	$si^{\flat}_3$	ut_4	$ré_4$	$si^{\flat}_4$	ut_5	$si^{\flat}_5$	ut_6	$ré_6$	$si^{\flat}_6$
I		1 irrégul.	1 irrégul.		I	1			1 irrégul.	1 irrégul.					I	1 large
U		1 irrégul.	1 irrégul.		I											3
OU		1 irrégul.	1 irrégul.		I											3
É		1 irrégul.	1 irrégul.		1	2	2 irrégul.	II	2		3		1		2 égalisés	3
O		1 irrégul.	1 irrégul.		1	2		II		2 irrégul.	3		3		3	3
A		1 ou 3 irrégul.	1 irrégul.		2	2	2 irrégul.	2 irrégul.	2	3 irrégul.	III		3		3	3
	1 flamme					2 flammes					3 flammes					

elle devrait en avoir deux ; mais, comme je l'ai déjà dit, il y a des quantités de É différentes, et, par conséquent, il n'est pas étonnant que les expérimentateurs ne soient pas d'accord sur la vocable de cette voyelle.

Certains résonateurs, tels que fa_2 et $si^{\flat}_2$, donnent une seule flamme à toutes les voyelles ; mais ces flammes, au lieu d'être régulières, parallèles, étaient absolument contournées, et je pouvais en conclure que la note correspondant au résonateur ne se trouvait sûrement pas quand on prononçait la voyelle correspondante.

En considérant le tableau, on voit que I a probablement comme vocable fa_3 et $ré_6$ donnée par Helmholtz ; U et OU, fa_3 donnée par Donders ; O, $si^{\flat}_3$ donnée par Kœnig et Helmholtz ; A, $si^{\flat}_4$ donnée par les mêmes expérimentateurs.

Quant à É, je suis fort embarrassé.

En effet le résonateur qui m'a donné les flammes les plus régulières est $si^{\flat}_3$, mais il n'est pas encore parfait ; et les résonateurs sol_3, la_3, ut_4 et même $ré_6$, m'ont encore donné deux flammes ; je pense que l'on peut trouver une explication qui est la suivante :

Il y a des quantités de É différents : É, È, AI, etc.

Il est probable que chacun d'eux a sa vocable ; de plus, É est la seule voyelle que l'on puisse prononcer sans se servir d'aucun résonateur buccal et nasal.

En effet on peut faire prononcer É parfaitement en tenant la langue avec un linge et en appuyant un miroir laryngien sur le voile du palais, de manière à voir les cordes vocales en interrompant le courant d'air passant par le nez.

Dans ce cas É est produit par la vibration des cordes vocales placées au milieu du tube formé en bas par la trachée et en haut par la bouche ; dans ce cas il n'y a pas de résonateur, et cet É pourrait bien ne pas avoir de vocable caractéristique.

Influence du résonateur sur la forme des groupes. — En considérant le tableau précédent, on voit que tous les résonateurs compris entre ut_2 et fa_3 tendent à former des groupes d'une flamme ; ceux compris entre sol_3 et $ré_4$ donnent des groupes de deux flammes.

Enfin, de $si^{\flat}_4$ à $si^{\flat}_6$, presque toujours les flammes se divisent par groupe de trois.

L'embouchure aurait donc plus d'influence que la voyelle sur la forme du groupe.

En effet j'ai prononcé successivement A caractérisée par trois flammes, et O caractérisée par deux flammes avec les résonateurs fa_3, $si^{\flat}_3$, $si^{\flat}_4$, $si^{\flat}_5$, $ré_6$, pris comme embouchure, et l'on voit que : fa_3, vocable probable des voyelles à une flamme, range les flammes de A et de O par groupes de une ; $si^{\flat}_3$, vocable probable des voyelles

à deux flammes, groupe par deux les flammes de A et de O; $si_4^{\flat}$, vocable probable des voyelles à trois flammes, donne trois flammes à O qui n'en a que deux.

$Si_5^{\flat}$ et $ré_6$ semblent ranger les flammes par groupes de trois, mais je n'ai pu obtenir une vitesse suffisante pour les dissocier.

En résumé, au-dessous de sol_3, quelle que soit la voyelle prononcée, nous avons des groupes de une flamme; entre si_3 et $si_4^{\flat}$, presque exclusivement des groupes de deux; et de $si_4^{\flat}$ à $si_5^{\flat}$, des groupes de trois ($ré_6$ faisant exception pour I).

On pourrait donc définir, en se plaçant au point de vue des expériences actuelles, la vocable d'une voyelle de la façon suivante : la vocable d'une voyelle est la note correspondant au résonateur qui, pris comme embouchure, donne au groupe de flammes caractéristique de chaque voyelle son maximum de netteté.

Cette note peut ne pas être unique, c'est-à-dire qu'une flamme peut avoir plusieurs vocables.

6° Influence de l'expérimentateur. — Il s'agirait de voir maintenant comment varient les flammes avec la note sur laquelle on prononce les voyelles.

Quelle que soit la note, il semble que la forme du groupe ne varie pas, mais le nombre de groupes augmente avec la hauteur du son.

En effet j'ai prononcé successivement devant la capsule manométrique, sans embouchure, toutes les voyelles en donnant d'abord une note aussi basse, ensuite une note aussi aiguë que possible : chose curieuse, pour I, U, OU, bien que les expériences aient été faites à des moments différents, j'ai obtenu sensiblement la même note basse et la même note aiguë, c'est-à-dire, comme note basse, 432 vibrations correspondant à la_2 (435), et, pour note aiguë, 1188 correspondant à $ré_4$ (1174).

Pour È et O, j'ai obtenu également la même note basse et la même note aiguë, mais différentes des deux premières, c'est-à-dire 648 (ut_3, 522), et 726 (sol_3, 780).

Pour A, 540 (ut_3, 522), et 756 (sol_3, 780).

Cette expérience semble donc vérifier encore une fois la classification que j'ai admise.

Quelle que soit la note, les voyelles conservent leur groupe de flammes caractéristique; mais les images n'ont pas partout la même netteté : I, U, OU sont plus nets dans les notes aiguës.

Les deux flammes de É se séparent et se différencient dans les notes graves.

O et A varient peu.

Ce qui semblerait indiquer que I, U, OU, É se chantent mieux dans les notes aiguës.

O et A conviendraient à toutes les notes.

Quand on change, dans une même expérience et en conservant la même voyelle, une note basse et une note aiguë, on constate que la flamme disparaît presque complètement au moment du changement de note, le nombre des groupes augmente, mais la voyelle conserve toujours sa flamme caractéristique.

Si l'on conserve la même tonalité, mais si l'on change la voyelle, on constate qu'il n'y a pas de changement brusque; par exemple si l'on passe de OU à O, on voit peu à peu apparaître, à côté de la flamme unique caractéristique de OU, la seconde flamme caractéristique de O.

Il resterait maintenant à chercher pourquoi I, U, OU sont caractérisés par une seule flamme, E et O par deux, A par trois.

Il faudrait ensuite pouvoir, en groupant deux voyelles à une flamme, obtenir une voyelle à deux flammes, ou bien obtenir A en groupant soit trois voyelles à une flamme, soit deux voyelles, l'une à deux flammes, l'autre à une flamme.

Mais ce sont des expériences qui me semblent fort difficiles et que je n'ai pas encore entreprises.

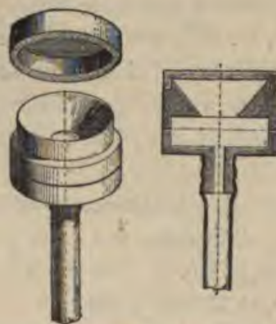


Fig. 3. — Masseur-Cornet, perspective et coupe 1/2 grandeur.

La méthode des flammes manométriques, ainsi modifiée, me semble donc pouvoir rendre des services dans les recherches acoustiques; elle permet d'obtenir des résultats précis, et on peut faire des expé-

I


U

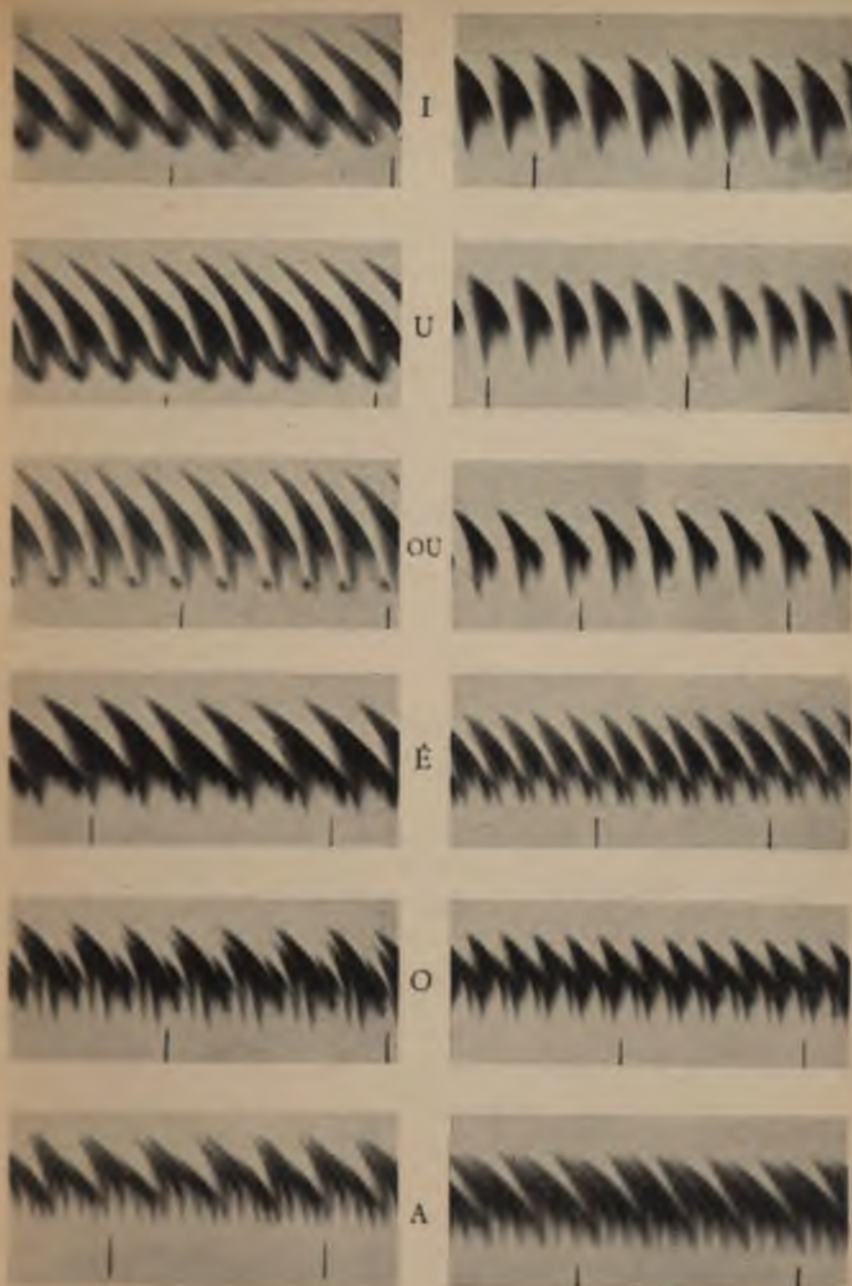

OU


É


O


A

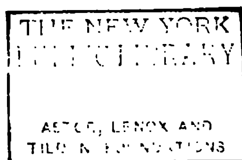

Voyelles prononcées sans aucune embouchure.
(1/54 de seconde).



Sans membrane.

Avec membrane de caoutchouc.

Masseur-cornet.



riences en ayant une voix quelconque et une oreille aussi peu musicale que possible.

Si on répète les expériences précédentes en prenant comme embouchure un masseur-cornet (*fig.* 3) sans membrane, on voit que I, U, OU sont toujours caractérisés par une flamme, mais É, O, A ont chacun deux petites flammes surajoutées (planche VI).

Si l'on interpose une membrane vibrante, en caoutchouc très mince, on constate que les flammes caractéristiques des voyelles apparaissent immédiatement, sauf pour OU qui semble avoir deux flammes, et pour É qui conserve une troisième flamme toute petite.

Cette embouchure est donc, de toutes celles que nous avons employées, celle qui modifie le moins les flammes de chaque voyelle.

Cet instrument, tout en empêchant le contact direct par l'air entre le parleur et l'auditeur, conserve donc au son une très grande pureté.

ANALYSE D'UNE COURBE PÉRIODIQUE PAR LE PROCÉDÉ DE LUDIMAR HERMANN ;

Par M. G. WEISS.

Hermann s'est proposé de retrouver les sinussoïdes constituant une courbe périodique donnée. Cette opération est généralement fort laborieuse ; le procédé de Hermann est rapide, très simple et d'une précision très suffisante.

Une courbe périodique peut toujours se représenter par une série de Fourier de la forme

$$y = A_0 + A_1 \cos x + A_2 \cos 2x + \ldots + B_1 \sin x + B_2 \sin 2x + \ldots$$

L'association de deux termes de même rang en cos et sin, par exemple $A_n \cos nx + B_n \sin nx$, représente la sinussoïde de longueur d'onde n fois plus petite que la longueur d'onde de la courbe périodique donnée.

L'ordonnée maxima de la sinussoïde est donnée par $C_n = \sqrt[2]{A_n^2 + B_n^2}$ et la phase par $y = \text{arc tg}\,\frac{A_n}{B_n}$.

Dans le cas particulier de la phase nulle, la sinussoïde correspondante se réduit au terme en sin.

Enfin l'énergie correspondant à chaque sinussoïde dans un temps déterminé est donnée par

$$e_1 = C_1^2$$
$$e_2 = 4C_2^2$$
$$e_3 = 9C_3^2$$
$$\cdots\cdots$$
$$e_n = n^2C_n^2.$$

Le problème sera donc complètement résolu par la détermination des coefficients A et B.

Supposons que le terme tout connu A_0 soit nul, cela revient à déplacer l'axe des x ; dans la plupart des cas cela n'aura aucun intérêt. Si cependant on désirait connaître A_0, ayant toutes les autres valeurs A_n et B_n, il suffirait de mesurer sur la courbe une valeur particulière de y, par exemple celle qui correspond à $x = 0$, et de tirer A_0 de la formule.

Le procédé de Hermann donne les 20 premières valeurs de A et B.

Voici le manuel opératoire.

On marque sur la courbe à étudier les deux extrémités d'une période, et l'on mesure dans cet intervalle quarante ordonnées équidistantes, la première étant l'ordonnée à l'origine qui se retrouverait comme quarante et unième ordonnée. L'axe des x choisi doit être tel que toutes les ordonnées soient positives.

On inscrit toutes ces ordonnées dans une même colonne à la suite les unes des autres sur un papier quadrillé.

Dans une table dressée par Hermann on cherche les produits de chaque ordonnée par cos 9°, cos 18°, etc., cos 90°, l'angle variant de 9° en 9°.

On inscrit ces produits à la suite les uns des autres dans la ligne de l'ordonnée correspondante, chaque produit occupant un carré. On a ainsi un tableau comprenant quarante lignes et onze colonnes.

Sur ce tableau on applique successivement une série de papiers fenêtrés, et l'on fait la somme algébrique des nombres qui apparaissent dans les fenêtres. Ces fenêtres portent le signe + ou le signe —, suivant que le terme correspondant est additif ou soustractif.

Pour chaque coefficient A_n il y a un papier spécial ; en le retournant, on a le B_n de même rang de la série de Fourier.

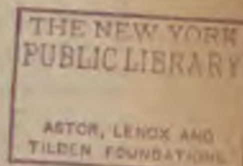
Les opérations se font très vite, car le tableau de Hermann don-

nant les valeurs de $y \cos x$ ne comporte pas de décimales ; les plus forts nombres sont de trois chiffres.

Pour me rendre compte du degré d'approximation que l'on obtient ainsi, j'ai fait la synthèse d'une courbe périodique, composant les sinussoïdes de période 1, 2, 3, 4, 8, 12, 16, 20. Puis j'ai cherché, en appliquant la méthode de Hermann, à extraire de cette courbe périodique les sinussoïdes introduites.

Voici les résultats obtenus :

Rang de la sinussoïde	Ordonnée introduite	Ordonnée extraite
1	100	99,1
2	52	52,7
3	34,5	34,2
4	27,5	27,4
8	34,5	34,4
12	11	11,0
16	21	21,4
20	11	



Je n'ai pu extraire la dernière sinussoïde, n'ayant pas le papier fenêtré correspondant.

L'ordonnée extraite comporte des décimales, parce qu'il faut diviser par 20 le nombre trouvé après addition algébrique des divers termes. J'ai déjà dit que ces termes ne comportent pas de décimales ; ils sont, par suite, entachés d'une erreur assez considérable, et il y a lieu de se demander comment il se fait que le résultat ne soit pas plus défectueux. Mais il faut remarquer que ce terme comprend vingt termes additifs et vingt termes soustractifs, tous entachés d'une erreur de même sens ; l'erreur probable totale est donc relativement petite.

Voyons maintenant comment s'explique la méthode de Hermann.

Considérons une courbe périodique représentée par la série de Fourier

$$y = A_1 \cos x + A_2 \cos 2x + \dots + B_1 \sin x + B_2 \sin 2x + \dots$$

en nous limitant au vingtième terme en cos ou en sin. Si dans une période nous mesurons quarante ordonnées équidistantes, elles correspondent à des augmentations de la variable égales à $\frac{360^\circ}{40} = 9^\circ$; par conséquent tous les coefficients A et B sont multipliés par un

terme

$$\pm \cos 0^\circ \pm \cos 9^\circ \pm \cos 27^\circ \pm \ldots \pm \cos 90^\circ$$
$$\pm \sin 0^\circ \pm \sin 9^\circ \pm \sin 27^\circ \pm \ldots \pm \sin 90^\circ.$$

Les termes de la deuxième ligne se retrouvent tous dans la première ; par conséquent on ne trouve, comme coefficients de A et de B, que 10 valeurs différentes.

Si l'on mesurait quarante ordonnées quelconques, en portant les valeurs de x et de y correspondants dans la série de Fourier, on aurait quarante équations du premier degré à quarante inconnues à résoudre ; ce serait, pour chaque détermination, une opération des plus laborieuses. Grâce au choix particulier des ordonnées mesurées les choses vont se simplifier beaucoup.

Multiplions les quarante équations obtenues à l'aide des ordonnées mesurées par des coefficients indéterminés a, b, c, d, ..., et ajoutons-les. Posons ensuite comme conditions que tous les coefficients de $A_1 A_2$, ..., $B_1 B_2$, ..., s'annulent, sauf celui que nous voulons déterminer.

Nous aurons trente-neuf équations à satisfaire, la quarantième étant :

$$ay_1 + by_2 + \ldots = A_n M.$$

M n'étant pas nul, cette équation donnera la valeur de A_n.

En opérant de la sorte, on trouve que a, b, c, ..., sont des valeurs cos 0°, cos 9°, cos 18°, ... ; les valeurs à ajouter, ay, by, cy, ..., se trouvent donc toutes dans le tableau de 11 colonnes et 40 lignes dressées à l'aide des ordonnées mesurées et de la table de Hermann ; et nous pouvons pour A_n faire un papier fenêtré qui les mette en évidence.

La valeur trouvée de M est 20.

En répétant la même opération pour tous les coefficients A et B, on aura à sa disposition les papiers fenêtrés s'appliquant à un cas particulier quelconque.

Ce calcul est extrêmement laborieux ; Hermann l'a fait une fois pour toutes et a construit les papiers fenêtrés pour les 20 premières sinussoïdes.

SUR LA CONSTITUTION DES ALLIAGES EUTECTIQUES;

Par M. G. CHARPY.

Au cours d'une série de recherches sur la constitution des alliages métalliques, d'après l'étude micrographique de ces substances (1), nous avons eu à examiner spécialement le cas des alliages *eutectiques* ou alliages *à point de fusion minimum.*

On a longtemps admis que le mélange de deux corps, dans des proportions telles que le point de fusion soit inférieur à celui de tous les autres mélanges des mêmes corps, correspondait à un composé défini.

Cette idée préconçue semble même avoir conduit certains expérimentateurs à admettre des résultats inexacts en ce qui concerne la composition de ces alliages. C'est ainsi que Rudberg indique que le mélange d'étain et de bismuth le plus fusible est celui qui correspond à la formule Sn^3Bi^2, et se liquéfie à 143°; en réalité, d'après Guthrie, l'alliage le plus fusible d'étain et de bismuth fond à 133°; il contient 46,1 0/0 de bismuth, au lieu de 45,74 qu'indiquerait la formule Sn^3Bi^2.

Le fait que la composition des alliages eutectiques ne peut s'exprimer, en général, par des multiples simples des poids atomiques, a été nettement mis en évidence par le Dr Guthrie dans une série de mémoires publiés, par le *Philosophical Magazine*, de 1875 à 1884. M. Guthrie a envisagé successivement la solidification des solutions salines dans l'eau, des mélanges de sels fondus et des alliages métalliques, et il conclut que, dans ces trois cas, le corps qui se solidifie à la température la plus basse a une constitution spéciale pour laquelle il propose la dénomination d'eutectique.

Nous citerons ici quelques passages de son dernier mémoire intitulé : *On Eutexia* (*Philosophical Magazine*, juin 1884) :

« Les alliages eutectiques, dont beaucoup étaient imparfaitement connus et les alliages eutectiques des sels, que je décrirai, sont les homologues parfaits des cryohydrates.

« L'idée que les alliages à point de fusion minimum sont obtenus en mélangeant les métaux suivant des multiples simples de leurs poids

(1) *Étude microscopique des alliages métalliques* (*Bulletin de la Société d'Encouragement*, mars 1896).

atomiques doit vraisemblablement être mise de côté. De même que le cryohydrate se forme de lui-même quand on refroidit une solution de concentration quelconque, de même l'alliage eutectique se forme de lui-même quand on refroidit un alliage de composition quelconque.

On peut admettre que certains métaux se combinent suivant des multiples simples de leurs poids atomiques. Les alliages eutectiques présentent, par rapport à ces corps, la même relation que les cryohydrates par rapport aux hydrates ordinaires, et, comme pour les cryohydrates, leurs constituants ne sont pas dans la proportion des multiples simples de leurs poids atomiques ; mais leur composition n'en est pas moins bien fixée, ni leurs propriétés moins bien définies.

« De même qu'un sel peut s'unir avec l'eau qu'il fixe à l'état d'eau de cristallisation et s'unir aussi pour former un cryohydrate, de même deux métaux peuvent se combiner suivant une certaine proportion pendant qu'ils forment un alliage eutectique défini suivant une autre proportion. Les corps mêmes résultant de la combinaison chimique de deux métaux pourront probablement former le point de départ de nouvelles séries d'alliages eutectiques formés d'un métal simple, d'une part, et de l'alliage défini, d'autre part. »

Lorsque deux métaux peuvent se mélanger en toutes proportions, on est donc conduit à considérer quelques-uns de ces alliages comme plus particulièrement définis ; les uns, véritables combinaisons chimiques, formés avec dégagement de chaleur par l'union de multiples simples des poids atomiques ; les autres, formant la partie qui se solidifie la dernière quand on laisse refroidir un alliage quelconque, présentent une composition parfaitement constante, mais qui n'est pas, en général, exprimable par une formule simple. Ces corps-là sont comparables aux mélanges qui distillent avec une composition constante (mélanges d'acide chlorhydrique et d'eau, mélanges d'alcool et d'eau, etc.), ce qui, comme l'a montré M. Berthelot, n'implique nullement le caractère de composé défini.

Quelle est donc la composition de ces mélanges eutectiques ? Sont-ce des combinaisons chimiques d'une nature particulière ou bien des mélanges homogènes, sortes de dissolutions solides comparables aux verres, ou enfin de simples mélanges hétérogènes dans lesquels les deux corps sont juxtaposés dans un état de division extrême ? Diverses recherches ont été effectuées pour élucider cette question. M. Offer, par des expériences décrites dans les *Berichte*

de l'Académie de Vienne, en 1880, montra que les cryohydrates, c'est-à-dire les mélanges eutectiques des solutions salines ne forment jamais de cristaux bien nets et transparents, mais des masses opaques ; que l'alcool dissout la glace et laisse un réseau cristallin de sel solide ; que la chaleur de dissolution d'un cryohydrate est la somme des chaleurs de dissolution de la glace et du sel ; enfin que le poids spécifique est égal à la moyenne de ceux des constituants.

En 1895, M. Ponsot a étudié au microscope la formation des cryohydrates ou cryosels [1].

En employant des sels colorés ou utilisant les phénomènes de polarisation, il a pu constater que les cryohydrates étaient formés par des cristaux juxtaposés de glace pure et de sel solide, ce sel pouvant d'ailleurs être anhydre ou hydraté.

Les expériences de M. Offer et de M. Ponsot semblent démontrer nettement que les mélanges eutectiques sont des mélanges hétérogènes. Cependant, dans un mémoire tout récent, M. Flavitsky n'adopte pas cette conclusion [2].

« On a souvent, dit-il, attribué la production des cryohydrates à des forces purement physiques ; mais l'étude attentive de la formation de ces composés nous démontre que c'est un phénomène chimique. Les propriétés des corps réagissants ont été modifiées, les deux matières solides passent à l'état liquide et prennent une température bien déterminée, indépendante de leur température initiale. Ceci ne s'explique que par la formation d'un nouveau corps fusible à une température déterminée. »

Ceci s'explique fort bien, au contraire, si l'on considère les cryohydrates comme résultant de la solidification d'une solution qui est en équilibre à la fois avec le sel solide et avec la glace pure. Les arguments de M. Flavitsky ne nous semblent donc pas contredire les faits observés par M. Ponsot.

L'étude microscopique des alliages eutectiques des métaux nous a donné des résultats identiques à ceux que l'étude microscopique des cryohydrates avait fournis à M. Ponsot. Considérons, par exemple, l'alliage eutectique d'étain et de bismuth. On a préparé 200 grammes environ de cet alliage en fondant ensemble de l'étain et du bismuth

---

(1) *Recherches sur la congélation des solutions aqueuses étendues.* Thèse de doctorat. Paris, Gauthier-Villars, 1896. — Voir *Journ. de phys.*, 3e série, t. IV, p. 67 ; 1896.

(2) *Journal de la Société physico-chimique russe*, 1896 : « Sur la nature des cryohydrates ».

dans la proportion indiquée par M. Guthrie, soit 46,1 de bismuth pour 53,9 d'étain. On amène cet alliage à l'état liquide et on le laisse refroidir lentement. Quand la majeure partie est solidifiée, on décante la partie restée liquide qui possède alors exactement la composition de l'alliage eutectique. Cette partie décantée sert, après solidification, à l'examen de la structure.

L'examen d'une plaquette polie et décapée à l'acide chlorhydrique très étendu, qui ne dissout que l'étain, montre que les deux métaux sont simplement juxtaposés; les cristaux sont excessivement ténus et ne se distinguent nettement qu'avec d'assez forts grossissements. La *fig.* 1 reproduit la photographie d'une de ces plaquettes au grossissement de 500 diamètres; les parties blanches correspondent au bismuth, les parties noires à l'étain, qui a été creusé par l'acide.

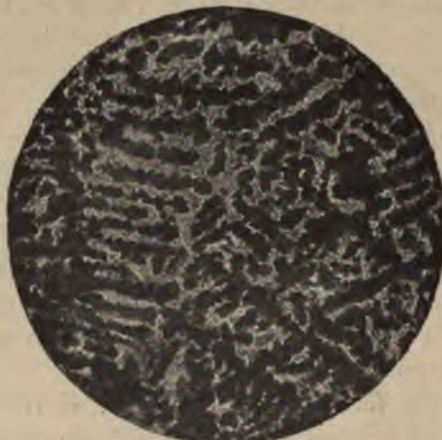


Fig. 1.

Cette structure, très finement feuilletée, semble caractéristique des alliages eutectiques. Nous l'avons retrouvée dans tous ceux que nous avons examinés; elle est parfaitement visible dans les portions d'alliage eutectique qui se solidifient dans un alliage quelconque, englobant des cristaux d'un métal pur ou d'un composé défini. La *fig.* 2 reproduit la photographie, au grossissement de 500 diamètres, d'un alliage contenant 66 0/0 d'argent et 34 0/0 d'antimoine. La plaquette a été traitée par l'acide sulfhydrique, qui noircit l'argent et ne modifie pas l'antimoine. On voit sur cette figure un certain nombre d'arêtes rectilignes auxquelles viennent aboutir des ramifications et qui des-

sinent des groupements rappelant les formes cristallines de l'antimoine. Ce fait se reproduit assez fréquemment.



Fig. 2.

Dans un grand nombre d'autres alliages nous avons observé la même structure de l'alliage eutectique.



Fig. 3.

A de plus faibles grossissements le dédoublement de l'alliage eutectique peut ne pas être distinct, et l'on perçoit alors seulement les parties solidifiées les premières et qui forment des cristaux de

plus grandes dimensions. Les *fig.* 3 et 4 reproduisent l'aspect d'alliages d'étain et de bismuth contenant l'un 20 0/0 de bismuth, l'autre 60 0/0 de bismuth, au grossissement de 50 diamètres. Les plaquettes ont été lavées à l'acide chlorhydrique étendu qui ne dissout pas le bismuth.



Fig. 4.

Dans le premier il s'est produit une cristallisation d'étain, sous forme d'aiguilles à ramifications dendritiques qui paraissent en noir sur la *fig.* 3. Les parties blanches correspondent à l'alliage eutectique ; au grossissement employé on n'aperçoit pas le dédoublement de cet alliage, qui a cependant la structure indiquée par la *fig.* 1.

Dans le deuxième alliage le mélange eutectique, plus riche en étain, s'est attaqué le premier et paraît en noir sur la *fig.* 4, laissant voir, en blanc, de larges tables de bismuth qui ont cristallisé au sein du mélange liquide. Ici encore, l'emploi de forts grossissements révèle, dans les parties noires de la *fig.* 4, l'existence de la structure feuilletée des *fig.* 1 et 2.

Les alliages eutectiques, dont la composition est parfaitement déterminée, se présentent donc, à l'état solide, sous forme de simples mélanges de leurs constituants. L'état de division extrême de ces constituants suffit à leur donner des propriétés particulières ; on conçoit, en particulier, pourquoi, dans un grand nombre de cas, ils présentent une cassure conchoïdale qui conduit, à première vue, à les considérer comme des corps homogènes.

Alliages de fer et de carbone. — La microstructure des alliages de fer et de carbone, particulièrement des aciers, a fait l'objet d'un nombre de recherches considérable, depuis le jour où le Dr Sorby créa la métallographie microscopique en l'appliquant à l'étude de ces métaux. Il peut être intéressant néanmoins de rapprocher quelques-uns des faits acquis de ceux qui viennent d'être signalés.

Si l'on rapproche les travaux les plus récents sur la question, dus à MM. Osmond, Arnold et Albert Sauveur, on voit que l'accord est à peu près fait sur la nature des constituants de l'acier à l'état normal, c'est-à-dire refroidi assez lentement, à partir d'une température élevée, pour que les diverses transformations du fer et du carbone puissent se produire complètement. Les constituants sont au nombre de trois, si on laisse de côté le graphite, qui n'apparaît que dans des circonstances particulières et les formes de transition qui ne sont pas, à proprement parler, des constituants. Ce sont :

1° La ferrite, formée de fer à peu près pur ;

2° La cémentite, carbure de fer répondant à la formule Fe^3C ;

3° La perlite, constituant répondant à la formule $Fe^{24}C$, soit 0,89 0/0 de carbone, mais que l'examen microscopique montre formée de couches alternées de ferrite et de cémentite.

Les aciers contenant moins de 0,89 0/0 de carbone sont formés de ferrite et de perlite ; les aciers contenant plus de 0,89 0/0 de carbone sont formés de perlite et de cémentite.

Si l'on remarque que la perlite a une constitution identique à celle des alliages eutectiques, formés, eux aussi, de couches alternées de deux constituants différents, on voit qu'il y a une analogie frappante entre la constitution des aciers et celle des alliages d'étain et de bismuth, par exemple ; les aciers sont formés avec le fer et le carbure de fer, comme ces alliages avec l'étain et le bismuth, la perlite correspondant à l'alliage eutectique. La seule conclusion que nous voulions tirer de là est qu'il n'y a aucune raison pour considérer l'alliage à 0,89 0/0 de carbone comme un composé défini, ainsi que l'a proposé récemment M. Arnold. Toutes les propriétés invoquées dans ce but se retrouvent dans les alliages formés par de simples mélanges, quand on passe par l'alliage eutectique qui constitue un point critique pour toutes les propriétés, mais qui n'est nullement, pour cela, un composé défini, ainsi que cela résulte des différents travaux énumérés plus haut.

RELATION ENTRE LES LOIS CARACTÉRISTIQUES DES GAZ PARFAITS ;

Par M. GERRIT BAKKER.

1. — Les gaz obéissent approximativement aux trois lois suivantes : loi de Mariotte, loi de Gay-Lussac, loi de Joule.

Je dis que chacune d'elles est une conséquence des deux autres.

En effet, η étant l'entropie et ε l'énergie intérieure, posons :

$$\varepsilon - T\eta + pv = \zeta, \qquad \varepsilon + pv = \chi.$$

On en tire, en remarquant que $d\varepsilon = Td\eta - pdv$,

$$d\zeta = -\eta dT + vdp,$$

et

$$\left(\frac{\partial\zeta}{\partial p}\right)_T = v.$$

De la relation $\zeta = \chi - T\eta$ on tire, en prenant p et T comme variables indépendantes,

$$(1) \qquad \left(\frac{\partial\chi}{\partial p}\right)_T - T\left(\frac{\partial\eta}{\partial p}\right)_T = v.$$

Pour que $d\zeta$ soit différentielle totale, il faut la condition

$$-\left(\frac{\partial\eta}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p.$$

La relation (1) devient alors :

$$\left(\frac{\partial\chi}{\partial p}\right)_T = v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p.$$

La différenciation par rapport à T de la relation $v = T\varphi(p)$, qui représente la loi de Gay-Lussac, donne :

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \varphi(p); \qquad \text{d'où :} \qquad T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = T\varphi(p) = v.$$

D'après la relation (1) modifiée, la loi de Gay-Lussac peut s'écrire :

$$\left(\frac{\partial\chi}{\partial p}\right)_T = 0, \qquad \text{ou :} \qquad \chi = \varepsilon + pv = f_3(T).$$

On a donc :

$$\left\{\begin{array}{lr} \text{Loi de Mariotte} \ldots\ldots\ldots & pv = f_1(\mathrm{T}) \\ \quad \text{»} \quad \text{Joule} \ldots\ldots\ldots\ldots & \varepsilon = f_2(\mathrm{T}) \\ \quad \text{»} \quad \text{Gay-Lussac} \ldots\ldots & \varepsilon + pv = f_3(\mathrm{T}) \end{array}\right.$$

c'est-à-dire que chacune de ces lois est une conséquence des deux autres.

2. — On peut arriver d'une façon différente au même résultat.

Soit $f(p, v, \mathrm{T}) = 0$ la relation caractéristique d'un gaz ; on a :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \mathrm{T}}\right)_v \times \left(\frac{\partial \mathrm{T}}{\partial v}\right)_p \times \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_\mathrm{T} = -1,$$

ou :

$$\frac{\mathrm{T}}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial \mathrm{T}}\right)_v \cdot \frac{v}{\mathrm{T}}\left(\frac{\partial \mathrm{T}}{\partial v}\right)_p \cdot \frac{p}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_\mathrm{T} = -1.$$



La loi de Mariotte $pv = f_1(\mathrm{T})$ donne :

$$p\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_\mathrm{T} + v = 0, \qquad \text{ou} \qquad \frac{p}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_\mathrm{T} = -1.$$

La loi de Gay-Lussac $v = \mathrm{T}\varphi(p)$ donne de même : $\frac{\mathrm{T}}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial \mathrm{T}}\right)_p = 1.$

La loi de Joule donne : $\varepsilon = f_2(\mathrm{T})$ ou $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\mathrm{T} = 0.$

Or on a, en vertu de la formule de Clapeyron, $l = \mathrm{AT}\left(\frac{\partial p}{\partial \mathrm{T}}\right)_v$,

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\mathrm{T} = \mathrm{T}\left(\frac{\partial p}{\partial \mathrm{T}}\right)_v - p.$$

La loi de Joule s'écrit donc : $\frac{\mathrm{T}}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial \mathrm{T}}\right)_v = +1$, d'où l'on voit que chacune de ces trois lois est une conséquence des deux autres.

3. — Soit maintenant un gaz qui n'obéit à aucune de ces lois.

Posons :

$$-\frac{p}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_\mathrm{T} = 1 + \beta, \qquad \frac{\mathrm{T}}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial \mathrm{T}}\right)_p = 1 + \gamma, \qquad \frac{\mathrm{T}}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial \mathrm{T}}\right)_v = 1 + \alpha.$$

α, β, γ étant ce que j'appelle les *écarts* du gaz par rapport aux lois de Joule, de Mariotte et de Gay-Lussac, on a entre eux la relation :

$$(1 + \alpha)(1 + \beta) = 1 + \gamma,$$

ou :

$$\alpha + \beta + \alpha\beta = \gamma.$$

Si la loi de Joule est rigoureuse, $\alpha = 0$, d'où $\beta = \gamma$; les écarts par rapport aux lois de Mariotte et de Gay-Lussac sont égaux.

Si la loi de Mariotte est rigoureuse, $\beta = 0$, d'où $\alpha = \gamma$; les écarts sont les mêmes pour la loi de Joule et celle de Gay-Lussac.

L'écart γ de la loi de Gay-Lussac est du même ordre que les deux autres ; en particulier, si ces deux autres sont de signes contraires, l'écart γ est de l'ordre de leur différence.

P.-G. MELANI. — Scariche elettriche nei gas rarefatti. Influenza del magnetismo (Décharges électriques dans les gaz raréfiés. Influence du magnétisme). — *Nuovo Cimento*, 4e série, t. V, mai 1897.

L'auteur obtient des résultats quantitatifs, tandis que Plücker (1), Hittorf(2), de La Rive(3), Spottiswoode(4), Crookes(5), Goldstein(6), etc..., n'ont obtenu que des résultats qualitatifs au sujet de l'action du champ magnétique sur la lumière positive ou négative des tubes à vide.

Le vide est fait jusqu'au moment où le tube, placé dans le circuit d'une batterie de 50 petits accumulateurs (7), commence à s'illuminer. On détermine alors :

1° La pression en millimètres de mercure, au moyen du manomètre à mercure et de la jauge Mac-Leod de la pompe Sprengel;

2° La différence de potentiel aux électrodes du tube, en volts, au moyen d'un électromètre à quadrants Guglielmo (8) employé idiostatiquement;

3° L'intensité, en milliampères, du courant qui traverse le tube ; pour cela on avait placé, dans le même circuit que le tube, un galvanomètre à miroir soigneusement gradué et une résistance de 135.000 ohms destinée à affaiblir l'intensité du courant.

On interrompt promptement le passage de l'effluve dans le tube et l'on excite autour du tube le champ magnétique d'un grand électro-

---

(1) *Poggendorf's Annalen*, t. CIII, p. 68 (1858).
(2) *Loc. cit.*, t. CXXXVI, p. 213 (1869).
(3) *Annales de Chimie et de Physique*, p. 421 (1874).
(4) *Philosophical Transactions*, p. 205 (1879).
(5) *Loc. cit.*, p. 657 (1879).
(6) *Wiedemann's Annalen*, t. XI, p. 850 (1888).
(7) Voir pour la description de ces accumulateurs : Pandolfi, *Nuovo Cimento*, 4e série, t. V, p. 89 (1897).
(8) Voir *Rivista scientifico-industriale*, 19 (1897).

aimant de Faraday. On peut mesurer l'intensité du champ au moyen d'un magnétomètre spécial.

Le champ excité, on fait communiquer de nouveau avec les pôles de la batterie les électrodes du tube qui maintenant reste généralement obscur. On continue à faire le vide jusqu'à ce que le tube s'illumine de nouveau ; à ce moment on fait une nouvelle série de mesures. On continue à faire le vide et à noter la pression, l'intensité du courant, la différence de potentiel aux électrodes qui correspondent aux états remarquables de l'illumination du tube : maximum d'illumination, stratifications naissantes ou évanouissantes, filet lumineux de plus en plus étranglé, puis extinction du tube. Le tube éteint, on supprime le champ magnétique ; les lueurs reparaissent ; on fait encore le vide, elles disparaissent et l'on fait alors de nouvelles mesures.

Les expériences comprennent quatre séries suivant la direction du champ par rapport au courant. Dans chaque série on étudie l'action exercée sur quatre tubes cylindriques de longueurs différentes par des champs magnétiques dont les valeurs en unités C. G. S. sont :

427,63 ; 796,48 ; 1029,29 ; 1273,03.

Conclusions. — 1° Toutes les courbes obtenues ont la même allure ; les abscisses sont les pressions ; et les ordonnées les différences de potentiel aux électrodes du tube.

2° *Influence de l'augmentation du champ :* la diminution soudaine de la différence de potentiel aux électrodes (qui a lieu quand le tube s'illumine) et la plus faible valeur de cette différence dans chaque expérience diminuent quand les lignes de force du champ magnétique sont perpendiculaires à la direction du courant qui traverse le tube, ou inclinées à 45°, ou parallèles, mais de sens opposé ; au contraire, ces différences de potentiel augmentent quand les lignes de force du champ sont parallèles au courant, mais dans le même sens.

La pression à laquelle le tube s'illumine augmente quand les lignes de force sont parallèles à la direction du courant et dans le même sens ; elle diminue dans les trois autres cas. Dans les mêmes conditions, la pression à laquelle le tube s'éteint varie assez peu et en sens inverse de la première pression.

3° Quand les lignes de force du champ magnétique sont parallèles à la direction du courant et dans le même sens, le tube s'illumine à une raréfaction plus grande et s'éteint à une raréfaction plus

faible que lorsqu'il s'illumine en dehors du champ magnétique. C'est l'inverse dans les trois autres cas.

4° En comparant l'action du champ suivant sa direction par rapport au courant, on peut conclure que la décharge est facilitée quand les lignes de force sont parallèles à la direction du courant et dans le même sens, tandis que dans les trois autres cas elle est plus ou moins retardée. Cette action retardatrice est plus grande quand les lignes de force du champ sont perpendiculaires à la direction du courant.

G. Sagnac.

LUSSANA et M. CINELLI. — L'Attrito interne et l'Attrito elettrolitico nelle soluzioni : ricerche sperimentale (Le frottement interne et le frottement électrolytique dans les solutions). — *Accad. dei Fisiocritici*, 4e série, t. IX ; 1897.

MM. Lussana et Cinelli ont recherché si les forces supplémentaires auxquelles sont soumis les ions, du fait du passage d'un courant dans un électrolyte, modifient le frottement interne de la solution.

A cet effet, ils laissent s'écouler une solution de sulfate de cuivre à travers un espace capillaire et la font traverser dans le sens de l'écoulement ou en sens inverse par un courant électrique.

Ils mesurent le temps que met à s'écouler une même quantité de solution traversée ou non par le courant.

Toutes corrections expérimentales faites, ils arrivent à ce résultat : que le passage du courant dans un sens quelconque accroît la vitesse d'écoulement et que l'accroissement est le plus grand, quand le courant est de même sens que l'écoulement.

Les faits du présent mémoire se rattachent aux phénomènes d'endosmose électrique étudiés par Edlund, Helmholtz, Quincke, Dorn ; mais, tandis que ces derniers ont lieu par une action réciproque entre la paroi solide et le liquide, le phénomène qui résulte des recherches de MM. Lussana et Cinelli semble avoir lieu exclusivement entre les particules du liquide, et la paroi solide ne joue aucun rôle dans sa production.

E. Bassac.

Dr H. KAMERLINGH-ONNES, — A device illuminating scales read by reflexion (Procédé d'illumination des échelles lues par réflexion). — *Communications from the Laboratory of Leiden*, n° 25 ; 1896.

Un miroir cylindrique de faible hauteur, à section droite elliptique, est éclairé par une source de lumière placée au foyer le plus proche ; il renvoie les rayons converger au second foyer situé à plusieurs mètres de distance du premier et où se trouve le miroir d'un galvanomètre, par exemple. Après réflexion sur le miroir elliptique, les rayons provenant de la source traversent sous une faible incidence une échelle de verre dont les divisions réfléchies par le miroir du galvanomètre sont vues au moyen d'une lunette disposée au-dessous du miroir elliptique. Les divisions se détachent en noir intense sur un fond uniformément et brillamment éclairé.

Pratiquement, on emploie des bandes de verre argenté, d'environ $2^{cm},5$ de largeur, auxquelles on a donné une courbure circulaire d'environ 96 centimètres de rayon, l'ouverture angulaire de ces pièces allant jusqu'à 28°, ce qui correspond à une corde de 45 centimètres. Avec deux ou trois morceaux de cette espèce, on constitue très approximativement un arc elliptique devant lequel se place une échelle de verre divisée de 80 centimètres à 1 mètre de longueur. Une source de lumière un peu large est placée en avant de l'échelle (du côté du miroir mobile) et légèrement au dessus, afin de ne pas la masquer et d'éviter les effets des courants d'air chaud.

Cette méthode, dont l'excellence a été démontrée par l'emploi qu'en ont fait dans leurs recherches la plupart des physiciens hollandais actuels, est indépendante de la lumière du jour ; avec une lunette grossissant soixante fois ou plus, elle permet les lectures dans une pièce fortement éclairée et l'emploi d'échelles divisées en quart de millimètre en appréciant la dixième partie d'une division. Pour les recherches de haute précision, dans lesquelles la chaleur dégagée par la source de lumière est une cause de perturbation, l'auteur préconise l'emploi d'une flamme d'huile de colza de $3^{cm},5$ de large, haute de $1^{cm},5$ à 2 centimètres, donnée par une mèche plongeant dans une auge.

E. Mathias.

J.-P. KUENEN. — Sur la condensation et les phénomènes critiques des mélanges d'éthane et de protoxyde d'azote. — *Arch. Néerl.*, t. XXXI, p. 22; 1897.

Les expériences de l'auteur sur les mélanges reposent sur la théorie de M. Van der Waals [1]. Ce savant représente les propriétés d'un mélange de deux substances au moyen d'une surface isothermique dont les coordonnées sont : le titre ($o < x < 1$), le volume v et l'énergie libre $\Psi = \varepsilon - T\eta$ (ε = énergie intérieure, η = entropie, T = température absolue). Sur cette surface existent des *plis* qui déterminent la coexistence de deux ou plusieurs phases ; celles-ci sont données par les points de contact des plans tangents communs à deux ou plusieurs régions de la surface. Sur une même surface isotherme, les lieux de ces points de contact sont deux courbes connodales ; il peut arriver qu'elles se rejoignent et que le pli se termine sur la surface dans la région $o < x < 1$; le point commun aux deux lignes connodales, qui correspond à deux phases coexistantes identiques, s'appelle *point de plissement*.

Considérons le cas simple où la surface ne présente qu'un pli, le pli vapeur-liquide, déterminant la coexistence d'une phase vapeur et d'une phase liquide. Ce pli a à peu près la direction de l'axe des x; son point de plissement P n'apparaîtra que si on élève suffisamment la température ; il peut ne pas coïncider avec le point R de la courbe connodale où la tangente est parallèle au plan des Ψv (point de contact critique). Si P est plus près du plan des Ψx que R, la condensation d'un mélange a le caractère suivant. Au-dessous d'une température déterminée (température de plissement T_P) différente pour chaque mélange, la phase la plus dense augmente régulièrement pendant la compression ; la pression augmente en même temps que la composition et le volume des deux phases varient continuellement. Au-dessus d'une autre température (température du point de contact critique ou température critique T_R) la condensation est impossible. Entre T_P et T_R le liquide augmente d'abord par la compression, atteint un maximum et disparaît ensuite. C'est la condensation rétrograde de première espèce observée par l'auteur sur des mélanges d'acide carbonique et de chlorure de méthyle, puis sur des mélanges d'acide carbonique et d'air. Dans ce cas, les mélanges ont un espace critique au lieu d'un point ; cet espace est compris entre deux températures critiques T_P et T_R.

(1) Voir *Journ. de phys.*, 3e série, t. VI, p. 601 ; 1897.

Si P est placé de l'autre côté de R, la théorie indique qu'il y a encore deux températures critiques T_P et T_R pour chaque mélange, mais que l'allure de la condensation entre les deux n'est plus la même. Par la compression, la phase gazeuse doit augmenter d'abord, passer par un maximum, diminuer et disparaître ensuite. C'est la condensation rétrograde de deuxième espèce, qui n'a pas encore été réalisée jusqu'ici ; c'est dans l'espoir de la rencontrer que l'auteur a étudié les mélanges d'éthane et de protoxyde d'azote.

Ces deux corps ont été préparés à l'état de pureté, avec des précautions spéciales ; leurs températures critiques sont de 32°,2 pour l'éthane et de 36°,1 pour le protoxyde d'azote. L'auteur a étudié cinq mélanges qui ont présenté des particularités intéressantes. Lorsqu'on ajoute de petites quantités d'éthane au protoxyde d'azote, la température critique s'abaisse considérablement ; pour un mélange contenant 10 0/0 d'éthane en volume, la température critique descend de 36° à 32° ; tous les mélanges contenant plus de 10 0/0 d'éthane en volume ont une température critique inférieure à la température critique du corps le plus volatil. En particulier, la température critique la plus basse, 25°,8, correspondrait à un mélange contenant environ 40 0/0 d'éthane en volume ; pareil cas n'avait jamais été observé.

Dans les expériences de M. Kuenen, les mélanges se sont comportés, au voisinage de leur température critique, presque comme des substances simples. Ils n'ont rien montré des phénomènes spéciaux prédits par la théorie de M. Van der Waals, et ici encore la condensation rétrograde de deuxième espèce a échappé à l'observation. Malgré cela, l'auteur ne croit avoir aucune raison péremptoire de douter de l'existence réelle de ces phénomènes et explique pourquoi, jusqu'à plus ample informé, on ne doit pas voir là une contradiction entre la théorie et l'expérience.

E. MATHIAS.

A. VAN ELDIK. — Measurements of the capillary ascension of the liquide phase of the mixture of two substances in equilibrium with the gaseous phase (Mesure de l'ascension capillaire dans le cas d'un mélange binaire dont les phases liquide et gazeuse sont en équilibre). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 39 ; 1897.

L'auteur s'est proposé de déterminer les ascensions de dissolutions d'éthylène dans le chlorure de méthyle, dans un tube idéal d'un rayon égal à 1/10 millimètre. En principe, son appareil est le même que

celui de ses devanciers, MM. de Vries et Verschaffelt [1], avec des complications qu'il n'est pas possible de décrire en peu de mots et qui tiennent à la nature du sujet traité. Il ne faut pas la plus petite impureté dans les mélanges et, d'autre part, il faut être sûr que, de chaque côté du ménisque, il y a une phase unique, de même composition en tous ses points et en équilibre avec l'autre. L'auteur paraît avoir eu raison de toutes ces difficultés.

Le chlorure de méthyle, d'origine industrielle, convenablement purifié, reçoit par pression des quantités plus ou moins grandes de gaz éthylène pur. Les mélanges, contenus dans un tube de verre vertical, au centre d'un bain d'eau à température constante, reposent sur un piston de mercure. L'équilibre thermodynamique des deux phases de chaque mélange est hâté par un agitateur électromagnétique de Kuenen, qui donne une agitation à volume constant. L'équilibre est constaté par la constance des indications d'un manomètre à air; une pompe commandant le piston de mercure envoie alors le mélange dans la partie de l'appareil contenant le tube capillaire qui doit servir aux mesures; des précautions très ingénieuses sont prises pour que, dans ce mouvement, le volume total du mélange demeure constant ainsi que sa température, afin de ne pas troubler l'équilibre existant. L'ascension capillaire est obtenue par les procédés ordinaires, et le mélange est ramené dans sa position primitive. Suivant les cas, on recommence l'agitation du mélange dans le but de renouveler la précédente mesure, ou bien l'on change la composition du mélange.

Il n'est pas besoin d'analyser les mélanges expérimentés. En effet, lorsqu'il y a équilibre thermodynamique des phases liquide et gazeuse d'un mélange, les titres des deux phases sont différents, la température étant constante, et à cet équilibre des deux phases correspond une valeur bien définie de la pression qui ne dépend ni de la forme ni de la grandeur du volume total, si le titre de la phase liquide reste le même dans tous les cas. A température constante, la pression d'équilibre détermine donc toutes les conditions de l'expérience et tout peut être exprimé en fonction de la pression.

L'étude capillaire du chlorure de méthyle pur étant supposée faite, traçons la courbe qui a pour abscisses les pressions de vapeur saturée de ce corps et pour ordonnées les ascensions de ce liquide, au contact

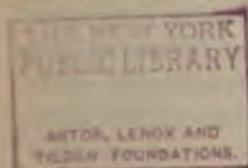
---

(1) Voir *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VI, pp. 444-446; 1897.

de sa vapeur, dans un tube capillaire de 1/10 millimètre de rayon. Chaque point de cette courbe définit une température. D'autre part, supposons qu'à température constante nous étudions les hauteurs d'ascension, dans un pareil tube, de mélanges de chlorure de méthyle et d'éthylène de plus en plus riches en éthylène, auquel cas la pression d'équilibre croît avec la richesse en éthylène. Traçons la courbe isotherme qui a pour abscisses les pressions d'équilibre et pour ordonnées les hauteurs d'ascension des différents mélanges. L'expérience prouve que cette nouvelle courbe est tangente à la première et que son ordonnée décroît constamment à mesure que la pression croît. Pour une certaine valeur de la pression, l'ascension est nulle, les deux phases liquide et gazeuse ayant même composition; on a alors le point de plissement à la température de l'expérience; au voisinage de ce point les mesures sont extraordinairement pénibles. L'auteur n'a fait que deux séries d'expériences, l'une à 10°,4, l'autre à 23°; les deux isothermes expérimentales se coupent, la pression d'équilibre, aux points de plissement, croissant en même temps que la température de l'expérience.

Il est à souhaiter que ces expériences, si consciencieusement faites, soient continuées et étendues à d'autres mélanges.

E. Mathias.



PHYSICAL REVIEW.

H. RUBENS et E.-F. NICHOLS. — Certain Properties of Heat Waves of great Wave-length (Propriétés des radiations de grande longueur d'onde). — XXVI, p. 98-112; et XXVII, p. 152-169.

MM. Nichols et Rubens continuent dans ces articles l'étude des questions auxquelles ils ont déjà fait faire de si grands progrès. Le principe de la méthode employée reste le même : réaliser la sélection des vibrations de grande longueur d'onde par plusieurs réflexions successives sur une substance transparente. Dans leurs nouvelles expériences, ils ont employé comme source lumineuse un brûleur au zirconium de Linnemann, porté le nombre des réflexions successives de 3 à 5, en vue d'obtenir une épuration plus grande, et substitué au bolomètre un radiomètre de torsion. Les corps étudiés sont le quartz, le mica, la fluorite, le sel gemme, la sylvine, le crown-

glass, le flint-glass, le soufre, l'alun de potassium, la gomme-laque et le spath d'Islande.

Dans les trois premiers, des régions de réflexion métallique ont été trouvées, et la distribution d'énergie déterminée dans les maxima de la réflexion.

Pour le quartz, les régions de réflexion métallique ont leurs milieux pour $\lambda = 8^{\mu},50 - 9^{\mu},02 - 20^{\mu},75$.

Pour le mica, la composition des rayons obtenus après quatre réflexions sur sa surface est presque identique à celle donnée par le quartz. D'où cette conclusion que la réflexion métallique sur le mica est due, sauf peut-être pour le maximum à $18^{\mu},40$, à la silice contenue.

La difficulté d'obtenir des radiations qui ne traversent pas le sel gemme fut extrêmement grande, et pour les autres corps étudiés on ne trouva point de réflexions métalliques jusqu'à la longueur d'onde 25^{μ}.

Les auteurs recherchent ensuite comment les rayons épurés par quatre réflexions sur la fluorite sont absorbés, réfléchis et transmis par les autres substances.

1° *Absorption.* — A l'exception du chlorure d'argent, de la sylvine et du sel gemme, aucune des substances étudiées ne donna une transmission mesurable à travers des plaques de 1 millimètre d'épaisseur. En lames très fines, le quartz, le mica et le verre donnent une très légère transmission. Les lames de fluorine, paraffine, ébonite, soufre, aussi bien que les feuilles extrêmement minces d'or et d'aluminium, sont entièrement opaques.

2° *Réflexion.* — La mesure du pouvoir réflecteur se fait par comparaison avec celui d'une lame d'argent poli. Un fait très intéressant est que, pour les radiations de longueur d'onde $\lambda = 23^{\mu},7$, le pouvoir réflecteur est le même pour tous les métaux, alors qu'on sait qu'il est différent d'un métal à l'autre pour les plus petites longueurs d'ondes, par exemple pour $\lambda = 0^{\mu},5$ (lumière verte). Voici les résultats :

	Argent	Or	Platine	Cuivre	Fer	Nickel	Laiton	Bronze spéculaire
R pour $\lambda = 23,7\mu$	100,0	99,8	100,0	100,7	99,5	100,3	100,0	100,1
R pour $\lambda = 0,5\mu$	88,3	56,1	—	54,8	57,7	61,0	—	—

On détermine de même le pouvoir réflecteur d'autres substances pour la même radiation $\lambda = 23^{\mu},7$, et on en déduit l'indice par la for-

mule de Fresnel :

	Fluorite	Quartz	Mica	Verre	Soufre	Sylvine	Sel gemme
R =	41,5	71,7	28,7	19,7	11,4	2,0	1,7
n =	—	4,62	3,32	2,55	1,95	1,32	1,22

3° *Réfraction.* — L'indice de réfraction des substances étudiées fut déterminé à l'aide de prismes de très faible ouverture, à cause de l'absorption éprouvée par les radiations. Puis on constata l'accord des valeurs de n obtenues avec celles que donne la formule de Ketteler-Helmholtz :

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2}.$$

La constante b représente l'indice de réfraction pour les radiations de longueur d'onde infinie. b^2 doit être égal au pouvoir inducteur spécifique K.

Voici les valeurs de b^2 obtenues par les auteurs avec celles de K données par divers expérimentateurs :

	Flint-glass	Fluorite	Quartz	Sel gemme	Sylvine
b^2 =	6,77	6,09	4,58	5,18	4,55
K =	6,7—9,1	6,8—6,7—6,9	4,55—4,6—4,73	5,85—5,81—6,29	4,94

Le mémoire de MM. Rubens et Nichols se termine par les essais faits en vue de chercher une analogie entre les ondes calorifiques et électromagnétiques. En 1893, Garbasso étudiant la réflexion d'onde, de 43 à 70 centimètres de long, sur des lames de bois recouvertes de nombreux résonnateurs disposés uniformément, montra que le système avait un pouvoir réflecteur élevé, quand la période de l'excitateur était égale à celle des résonnateurs. MM. Rubens et Nichols prennent donc des lames de verre argenté ; la couche d'argent est découpée par des sillons perpendiculaires en petits carrés ayant de $6^{\mu},5$ à $24^{\mu},4$ de côté, dont chacun peut être considéré comme un résonnateur. Les résonnateurs sont identiques sur une même lame, différents d'une lame à l'autre. Or on constate que ces lames n'ont pas toutes le même pouvoir réflecteur pour les radiations comprises entre $\lambda = 22$ et $28\,\mu$, et, d'autre part, que toutes montrent un pouvoir réflecteur plus considérable, quand le vecteur du champ électrique coïncide avec la diagonale des résonnateurs, que quand il lui est perpendiculaire. De la discussion de ces résultats paraît se dégager une conclusion favorable à l'analogie des ondulations calorifiques et électromagnétiques.

A.-L. FOLEY. — Arc Spectra (Spectres de l'arc). — XXVII, p. 129-151.

Étude comparative des trois parties de l'arc : partie centrale, violette ; région intermédiaire, bleue ; région périphérique, jaune. On photographie les spectres obtenus dans différentes conditions. Les résultats généraux montrent que les raies diminuent rapidement, comme nombre et comme intensité, à mesure qu'on se déplace du centre de l'arc vers ses bords. Les raies du carbone, très abondantes dans les régions violette et bleue, sont très rares dans la région extérieure, où n'existent guère que des raies du fer et du calcium.

On a étudié également les spectres de douze éléments : Cr, Cd, Al, Rb, Ti, Ba, Na, Zn, Ca, Sr, K, Li, en enlevant l'un des charbons, ou tous les deux, et y substituant le sel du métal considéré. La conclusion générale est que l'arc est électrolytique. Les éléments électropositifs se dirigent vers le pôle négatif, les éléments électronégatifs vers le pôle positif. De là le renforcement des lignes métalliques au pôle positif ; ces effets peuvent d'ailleurs être masqués par les courants de convection et par la différence de température entre les deux pôles de l'arc.

L'arc observé en vase clos ne renferme presque plus de raies métalliques ; en effet, une rapide désintégration des charbons est nécessaire pour introduire dans l'arc les vapeurs du métal inclus, désintégration qui ne se produit plus, quand l'arrivée de l'air est empêchée.

On attribue en général au cyanogène les bandes voisines de $\lambda = 3.883$, 4.216, 3.590 ; l'auteur incline à penser que ces bandes sont dues au carbone en présence de l'azote, mais non combiné avec lui : en faisant jaillir l'arc entre deux baguettes de cuivre dans une atmosphère de cyanogène, on observe non seulement les bandes précédentes, mais encore celles de longueurs d'onde 4.737 et 4.382 qui proviennent du carbone seul. Du reste, l'influence d'un corps sur le spectre d'un autre corps mélangé avec lui est un fait qui paraît aujourd'hui bien constaté.

R.-L. LITCH. — A new Method of determining the Specific Heats of Liquids (Mesure de la chaleur spécifique des liquides). — XXVII, p. 182-185.

Deux calorimètres sont superposés : l'un, au dessus, contient le liquide refroidi à T_0 ; le second, au dessous, est rempli du même

liquide à la température T du laboratoire, et contient une spirale métallique parcourue par un courant; on fait tomber du liquide froid du vase supérieur, de façon à compenser l'échauffement du liquide inférieur par le courant électrique. On a alors $H = pc (T - T_0)$, p étant le poids du liquide écoulé, c sa chaleur spécifique, et H la chaleur dégagée par l'effet Joule; on calcule cette dernière d'après l'intensité et le voltage.

Cette méthode appliquée à l'eau montre que sa chaleur spécifique décroît légèrement entre 4° et 30°, comme Rowland l'avait déjà indiqué.

Température........	18°,8	19°,7	21°,05	21°,2
Chaleur spécifique...	0,98075	0,98064	0,98035	0,98035

E. DORSEY. — The surface tension of water and of certain dilute aqueous solutions, determined by the method of ripples (Tension superficielle de l'eau et des solutions aqueuses diluées, mesurées par la méthode des ondulations). — XVII, p. 170-181 ; et XXVIII, p. 213-230.

Voir page 103 de ce volume.

F. HALL. — On the Use of the Interferometer in the Study of Electric Waves (Usage de l'interféromètre pour l'étude des ondes électriques). — XXVIII, p. 231-246.

L'auteur s'est proposé de construire et d'employer un interféromètre pour ondes électriques, analogue à celui que Michelson a utilisé pour l'étude des ondes lumineuses. A cet effet, les radiations émises par l'excitateur V placé au foyer d'un miroir parabolique en zinc étaient reçues sur un écran de carton S, incliné à 45° sur les rayons et portant des lames de papier d'étain de 1 centimètre de large séparées par des intervalles de 3 centimètres. Dans ces conditions, la moitié de l'onde était réfléchie, l'autre traversait l'écran ; les deux parties de l'onde tombaient sur deux miroirs plans M et M′ en verre argenté, s'y réfléchissaient normalement et venaient enfin frapper le récepteur R, l'une après réflexion sur l'écran S, l'autre après avoir traversé cet écran. On déterminait une différence de marche entre les deux rayons en déplaçant les miroirs M et M′.

L'excitateur était fait de deux sphères placées dans l'huile de vaseline et reliées par des fils fins au circuit secondaire de la bobine d'induction ; le dispositif de Righi fut également employé. Le récep-

teur était du type « coherer » de Lodge et de Branly, fait avec des bouts de fil (de cuivre ?) de 1 centimètre de long, placé dans un tube de verre de 15 à 20 centimètres, qu'on achevait de remplir avec de l'huile, et qu'on plaçait suivant la ligne focale d'un réflecteur circulaire en zinc ; une feuille d'étain pouvait permettre d'éliminer une partie des radiations. Des fils recouverts de plomb relient le récepteur avec une pile et le galvanomètre d'Arsonval (ce dernier shunté sur 1/4 ou 1/2 ohm), enfermés l'un et l'autre dans une boîte recouverte de papier d'étain.

L'appareil permet de déterminer la longueur d'onde à moins de 1 0/0 : trois expériences faites avec, pour excitateur, les sphères de $1^{cm},93$ de diamètre ont donné pour $\frac{\lambda}{2}$: $4^c,58$ — $4^c,53$ — $4^c,55$.

L'analyse d'une vibration électrique est plus difficile que celle d'une vibration lumineuse, parce qu'aux éléments variables provenant de l'excitateur viennent s'ajouter ceux du récepteur. Cependant, quand on trouve que toutes les courbes d'interférences obtenues (en déplaçant M ou M' et déterminant la déviation correspondante du galvanomètre) pour un excitateur donné, manifestent la présence constante d'une certaine vibration élémentaire, on est autorisé à dire que cette ondulation est due à une vibration de période définie de l'excitateur.

Les conclusions de l'auteur sont : 1° Les courbes d'interférence dépendent à la fois de l'excitateur et du récepteur ; 2° le décrément logarithmique du récepteur est du même ordre de grandeur que celui de l'excitateur ; 3° les composantes principales de la radiation et la période propre de l'excitateur peuvent être déterminées par un nombre suffisant de courbes d'interférence ; 4° le récepteur décrit plus haut peut être utilisé à analyser des radiations où l'oscillation n'est que légèrement amortie ; 5° la méthode permet de déterminer l'indice de réfraction à 1 0/0 près.

F. SANFORD et L. RAY. — On a possible Change of Weight in Chemical Reactions (Possibilité d'un changement de poids dans les réactions chimiques). — XXVIII, p. 247-253.

Landolt, effectuant des réactions en tubes scellés, a cru pouvoir en déduire comme probabilité, après des pesées très soignées, que le principe de la conservation des poids, posé par Lavoisier, ne serait

qu'approximatif. Les variations de poids observées, etant de l'ordre de 1 millionième, les auteurs se sont proposé de reprendre ce sujet en s'entourant de toutes les précautions. La réaction étudiée est la réduction par le sucre de l'oxyde d'argent en solution ammoniacale ; les auteurs concluent des résultats obtenus : « Bien que nos pesées montrent de bien plus grandes irrégularités que celles de Landolt, elles sont encore assez précises pour rendre extrêmement improbables que la réaction employée par nous soit accompagnée d'un changement de poids, comme celui observé par Landolt dans des réactions similaires. »

L. Houllevigue.



PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e série, t. XLIV; décembre 1897.

HAMILTON DICKSON. — On Platinum Temperatures (Variation de la résistance électrique du platine avec la température). — P. 445.

Après avoir examiné les différentes formules proposées pour relier la température et la résistance électrique d'un fil de platine, l'auteur propose à son tour la formule

$$(R + a)^2 = p\ t\ (+ b),$$

a, p, b étant des constantes variant avec l'échantillon. Grâce aux résultats expérimentaux de Callendar, Dewar et Fleming, Holborn et Wien, Griffith, il montre que cette formule empirique est bonne dans chaque cas dans les plus grandes limites de température.

On a naturellement une relation analogue entre la *température platine* et la température normale :

$$(\pi + A)^2 = P\ (t + b).$$

E. Perreau.

MEYER WILDERMANN. — On Real and Apparent Freezing-Points and the Freezing-Point Methods (Sur les points réels et apparents de congélation et sur les méthodes du point de congélation). — P. 459.

Si un liquide placé dans un milieu à température constante T_A est agité d'une manière régulière, sa température tend vers une tempé-

rature de convergence t_g. On voit facilement qu'à chaque instant

$$\frac{dt}{dr} = C(t_g - t).$$

Si un liquide est primitivement refroidi à une température t_{0v} inférieure à la température vraie t_0 de congélation, l'auteur établit par des considérations théoriques et des résultats expérimentaux qu'à chaque instant on a :

$$\frac{dt}{dr} = K_1(t_0 - t)(t_0 - t_{0v}),$$

lorsque la glace fond, et

$$\frac{dt}{dr} = C''(t_0 - t)(t - t_{0v}),$$

lorsque la glace se forme.

1° Si alors on a un mélange de liquide et de glace avec une température de convergence supérieure à la température de congélation, de la glace fond et on a

$$\frac{dt}{dr} = K_1(t_0 - t)(t_0 - t_{0v}) + C(t_g - t).$$

Il en résulte que l'équilibre ne peut être atteint que si le refroidissement du liquide produit par la fusion de la glace est compensé par un échauffement dû aux dispositifs expérimentaux, et que la température d'équilibre t' est comprise entre t_0 et t_g,

$$t' = t_0 + \frac{C}{K_1}\frac{t_g - t'}{t_0 - t_{0v}}.$$

Pour que t' diffère de t_0, on voit, d'après les significations de C et K_1 :

a) *A cause de* C, que la quantité de liquide employé doit être très grande et entourée d'air et non de liquide ;

b) *A cause de* K_1 $(t_0 - t_{0v})$, que la glace doit être en filaments fins disséminés en quantité suffisante dans tout le liquide ;

c) Que $t_g - t'$ doit être petit.

2° Si le mélange de liquide et de glace a une température de convergence inférieure à la température de congélation, de la glace se forme et on a :

$$\frac{dt}{dr} = C''(t_0 - t)(t - t_{0v}) + C(t_g - t').$$

Pour qu'il puisse y avoir équilibre, l'échauffement du liquide produit par la séparation de la glace doit être compensé par un refroidissement dû aux dispositifs expérimentaux. La température d'équilibre t' est égale à :

$$t' = t_0 + \frac{C}{C''} \frac{t_g - t'}{t' - t_{0e}}.$$

Elle est comprise entre t_0 et t_g.

t' est très voisin de t_0, si on remplit des règles analogues à celles indiquées dans le cas précédent.

De toutes ces considérations et expériences il résulte que l'abaissement mesuré d'un point de congélation n'est pas l'abaissement réel, qu'il peut même en différer d'une quantité variable avec les dispositifs expérimentaux et que le seul moyen pour obtenir l'abaissement réel est de déterminer C, K_1, C'' dans chaque expérience.

L'auteur donne, en outre, des résultats d'expériences où il a déterminé t_g, C, K_1, C'', et vérifié les formules données.

Il donne la préférence à la méthode où de la glace se forme, car dans ce cas on n'a pas à craindre un capuchon de glace sur le réservoir du thermomètre et on peut réduire davantage l'erreur expérimentale, ainsi que les variations de température.

E. Perreau.

CARL BARUS. — The Secular Softening of Cold Hard Steel with Remarks on Electrical Standards (Adoucissement séculaire de l'acier dur froid avec des remarques sur les étalons électriques). — P. 486.

M. Barus a mesuré la variation de résistance électrique de l'acier trempé avec la température.

1° En le maintenant pendant quelques heures aux températures de 60°, 100°, 185°, 330° :

La résistance spécifique s_0 décroît quand le temps de recuit augmente, sensiblement suivant une loi exponentielle ;

2° En le conservant à la température de l'air ambiant ;

La résistance spécifique s_0 décroît suivant la même loi que dans le cas précédent si les minutes représentent des mois.

On peut donc savoir à l'avance la variation séculaire d'étalons électriques.

E. Perreau.

W. SUTHERLAND. — The Causes of Osmotic Pressure and of the Simplicity of the Laws of Dilute Solutions (Causes de la pression osmotique et de la simplicité des lois des dissolutions étendues). — P. 493.

Tout tient à la paroi semiperméable qui laisse passer les molécules d'eau et ne laisse pas passer les molécules de sucre : les molécules d'eau contenues dans la membrane recevant, par suite, plus de chocs du côté de l'eau pure que du côté de la solution sucrée, il y a un excès de pression du côté de l'eau pure qui devra être compensé par une pression hydrostatique : c'est la pression osmotique.

Avec des considérations de probabilités, l'auteur établit que cette pression est, par cm², $\frac{nmv^2}{3}$ (n = nombre de molécules de sucre par centimètre cube). Cette formule étant identique à celle trouvée dans la théorie cinétique des gaz, il en résulte pour la pression osmotique des lois identiques à celles de la pression des gaz.

M. Sutherland explique aussi par des considérations moléculaires l'abaissement de la tension de vapeur d'une solution ; suivant lui, quand un liquide est surmonté de vapeur, il se produit un équilibre dynamique : $N + n$ molécules s'échappent de l'embarras de molécules qui constitue le liquide, pendant que $N + n$ molécules s'y laissent prendre.

Si le liquide est une solution de n molécules de solide dans N molécules de dissolvant, parmi les $N + n$ molécules qui s'échappent du liquide les n molécules du solide, qui avaient acquis au sein du dissolvant une certaine liberté, la perdent aussitôt, et N molécules seulement du dissolvant s'échappent dans la vapeur, d'où, par suite, un abaissement de la tension de vapeur dans le rapport $\frac{N}{N+n}$.

E. PERREAU.

J.-E. ALMY. — Concerning Accidental Double Refraction in Liquids (Double réfraction accidentelle d'un liquide). — P. 499.

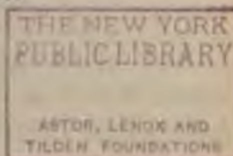
L'état de tension d'une masse liquide déterminé par le frottement détermine-t-il, comme pour un solide, une double réfraction de la lumière ?

Le liquide était frotté par deux cylindres de bronze (15 centimètres

de long, 10,8 de diamètre, axes parallèles, surfaces voisines distantes de 4 centimètres). Deux coins concaves sont placés pour prévenir la formation de tourbillons dans la partie du liquide examinée optiquement. Le tout est dans une boîte remplie de liquide.

Le faisceau lumineux émané d'une lampe Drummond passe à travers le nicol polariseur, le polariscope Lippich, le liquide compris entre les deux cylindres parallèlement à leur axe, puis à travers l'analyseur. On ajustait le Lippich de manière à faire pénétrer plus ou moins de lumière suivant l'opacité du liquide.

Stokes donne comme grandeur de la force :



$$\frac{2av}{2ad + d^2}\left(\frac{a + d}{r}\right)^2,$$

v = vitesse du cylindre mobile,
a = rayon du cylindre,
d = distance entre les deux cylindres,
r = distance de la face considérée à l'axe du cylindre.

Ici on trouve sensiblement $\frac{2v}{d}$.

Pour les solides la double réfraction accidentelle est proportionnelle à l'effort. Ici on aurait donc une double réfraction proportionnelle à v et en raison inverse de d.

Résultats. — Solution de gélatine. Résultats comparables à ceux d'autres observateurs.

Eau. — Aucune double réfraction accidentelle, bien que la sensibilité du système optique soit 150 fois plus grande que celle du système de Kundt et la vitesse du cylindre doublée.

Solution d'hyposulfite de sodium. — Rien.

E. Perreau.

J. LARMOR. — On the Theory of the Magnetic Influence on Spectra and on the Radiation from moving Ions (Théorie de l'action magnétique sur un spectre et sur la radiation produite par des ions mobiles). — P. 503.

M. Larmor suppose un ion chargé d'une quantité d'électricité e, de masse M, attiré par un centre fixe proportionnellement à la distance et placé dans un champ magnétique $\mathcal{H}$.

Il montre que la force électromagnétique qui agit sur l'ion est $\frac{e\mathcal{H}M}{c^2}$, c étant la vitesse de la radiation émise.

Le mouvement de l'ion de masse M, soumis aux deux forces Mkr et $Me\mathcal{H}$, se détermine facilement. On voit qu'il détermine trois vibrations de périodes T, T — ε, T + ε, la première rectiligne dirigée suivant le champ, les deux autres circulaires dans un plan perpendiculaire au champ.

La modification ainsi produite par le champ magnétique est indépendante de l'orientation de l'orbite de l'ion, de sorte qu'elle disparaîtrait pour un observateur tournant autour du champ comme axe avec une vitesse angulaire $\frac{2Mc^2}{e\mathcal{H}}$.

On déduit de là les aspects du phénomène dans la direction du champ et dans la direction perpendiculaire observés par Zeeman, Lodge, Michelson-Cornu.

E. Perreau.

MORDEY. — On the External Field of Helically Magnetized Rings (Sur le champ externe d'un anneau aimanté par une bobine enroulée en hélice). — P. 513.

Mordey explique cette observation qui a étonné M. du Bois : « qu'un aimant en forme de tore éprouve une poussée quand il est placé dans un champ magnétique dont les lignes de force sont parallèles au plan du tore, et, réciproquement, exerce une poussée sur l'aimant producteur du champ ».

Cela tient à ce que l'action magnétique de la bobine enroulée sur le tore qui a servi à aimanter l'anneau est la somme de l'action d'une série de courants circulaires perpendiculaires à la circonférence moyenne du tore et de l'action d'un courant parcourant cette circonférence moyenne.

E. Perreau.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXII, n° 12 ; 1897.

C. CHRISTIANSEN. — Experimentaluntersuchungen über den Ursprung der Berührungselectricität (Recherches expérimentales sur l'origine de l'électricité de contact). — P. 545-568.

Un jet de mercure, sortant d'un tube étroit, présente une partie continue dont la longueur dépend de la vitesse d'écoulement et du

diamètre de l'orifice. Un jet d'amalgame (Zn, Cd, Pb, Sn) dans une atmosphère oxydante (air, O, So^2) est plus long qu'un jet de mercure produit dans les mêmes conditions, et la différence de longueur observée est d'autant plus marquée que l'amalgame est plus riche et que la pression propre de l'oxygène est plus grande. Le mercure par lui-même s'écoule en un jet plus long dans une atmosphère de chlore ou dans de l'eau de chlore. Dans une atmosphère inerte (H, CO^2), les amalgames se conduisent, au contraire, comme le mercure pur. Enfin un jet d'amalgame de Zn, long dans l'air, se raccourcit dans des vapeurs acides (AzO^3H, HCl, $C^2H^4O^2$), et la vapeur d'eau agit dans le même sens, mais beaucoup plus faiblement, que ces vapeurs.

Ces faits avaient déjà été signalés incidemment par l'auteur dans deux mémoires antérieurs. Ayant établi, en outre[1], que la présence de l'oxygène est nécessaire pour qu'il y ait une différence de potentiel (apparente) entre un amalgame et le mercure, il a jugé à propos d'étudier de plus près le rôle de l'oxygène en déterminant le volume de ce gaz absorbé par le jet d'amalgame. — Il se sert, à cet effet, d'un appareil qu'il appelle l'*oxymètre* (voir *fig*. 2, p. 549 du mémoire).

Avec le mercure pur on observe, dans l'air ou l'oxygène sec, une absorption nulle, et, dans l'air humide, une absorption faible, mais sensible, et croissant avec la proportion de vapeur d'eau.

Avec l'amalgame Zn, dans l'air sec ou humide, l'absorption diminue avec la longueur du jet et cette diminution est très rapide quand le jet est très court (2 centimètres). Les résultats obtenus sont d'ailleurs très variables et, en particulier, l'action de la vapeur d'eau semble assez complexe.

L'absorption, qui croît lentement avec la richesse de l'amalgame, semble devenir constante pour de grandes concentrations ; pour de longs jets, elle est indépendante de la teneur de l'amalgame et de la pression partielle de l'oxygène.

L'absorption est nulle, dans tous les cas, quand on remplace l'atmosphère oxydante par un gaz inerte (H, Az).

Les phénomènes observés avec l'amalgame de Na ont la même allure générale.

Il règne une grande incertitude sur tous les résultats de ces expériences. En effet, non seulement l'écoulement de l'amalgame est

(1) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 380 ; 1897.

très irrégulier, mais il en est de même de la marche de l'absorption. Avec les amalgames riches, en particulier, le jet se recouvre souvent d'une gaine solide d'oxyde qui s'oppose à l'absorption.

Quoi qu'il en soit, l'auteur range les métaux étudiés ainsi qu'il suit, par ordre de grandeur décroissante de l'absorption :

Na, Mg, Zn, Cd, Pb, Sn, Tl.

H. Bagard.

L. ARONS. — Bemerkung über die Temperaturverhältnisse an der Electroden von Quecksilberbogenlampen (Remarque sur les températures aux électrodes des lampes à arc à mercure). — P. 569-570.

Dans un mémoire qui a été analysé dans ce journal [1], M. Gumlich signale une forte ébullition à la cathode des lampes à arc à électrodes de mercure, conformément à une première assertion de M. Arons, reconnue fausse depuis par celui-ci. Dans ses expériences les plus récentes, M. Arons a observé une température plus élevée sur l'anode que sur la cathode ; selon lui, il y a distillation de mercure de l'anode à la cathode, car le niveau baisse sur l'anode et s'élève sur la cathode. La disposition expérimentale de M. Gumlich ne se prêterait pas à ces observations.

H. Bagard.

A. EICHENWALD. — Absorption electrischer Wellen in Electrolyten (Absorption des ondes électriques dans les électrolytes). — P. 571.

D'après Maxwell la propagation d'une onde électrique plane dans un milieu conducteur satisfait à l'équation :

$$(1) \qquad \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}\frac{\partial X}{\partial t} = \frac{V^2}{\varepsilon\mu}\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}$$

ou en unités électromagnétiques C. G. S. : $V = 3 \times 10^{10}$, $\sigma =$ conductibilité, ε constante diélectrique, μ perméabilité magnétique, X un vecteur électrique ou magnétique perpendiculaire à la direction de propagation z.

On a une intégrale de cette équation en posant :

$$(2) \qquad X = Ae^{-pz}e^{-k(nt-mz)} \sin (nt - mz),$$

[1] Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 568 ; 1897.

A, k, n étant des constantes positives arbitraires, p et m des constantes déterminées en fonction des données de (1). Au point de vue physique elle représente une onde plane de période $\frac{2\pi}{n}$ qui se propage vers l'axe des x en diminuant d'amplitude.

M. Zeemann avait réalisé ce problème théorique en plongeant les fils du système de Lecher dans une électrolyte sur une longueur suffisante pour rendre négligeables l'action des ondes réfléchies sur les parois du vase qui contient l'électrolyte: il avait trouvé un désaccord. L'auteur a repris ces expériences en évitant certaines causes d'erreur, provenant en grande partie de la complexité du système d'ondes envoyées par un système de fils de Lecher munis de plaques secondaires de capacité comparable à celles de l'excitateur; conformément aux recherches de M. Max Wien et v. Geitler, on supprime les plaques secondaires, et les fils se terminent purement et simplement en face des plaques de l'excitateur formant condensateur: l'onde émise correspond sensiblement à une période unique. On évalue l'énergie qui passe sur les sections des fils par un plan perpendiculaire à leur direction à l'intérieur de l'électrolyte, par la méthode bolométrique de Paalzow et Rubens.

La théorie de Maxwell est confirmée par l'expérience.

R. SWYNGEDAUW.

W. KAUFFMANN et ASCHKINASS. — Ueber die Deflexion der Kathodenstrahlen (Sur la déflexion des rayons cathodiques). — P. 588.

Lorsqu'un rayon cathodique passe dans un champ électrique perpendiculaire à sa direction, il est dévié. On peut calculer le déplacement Δ subi par le point où le rayon frappe l'anticathode dans la théorie de l'émission.

Si on désigne par m la masse de la particule, par x la direction de propagation, par t le temps, par ε la charge électrique, et par V_0 le potentiel explosif à l'intérieur du tube, à une distance suffisante de la cathode, on a, comme l'on sait:

$$\frac{m}{2}\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = \varepsilon V_0. \tag{1}$$

Si la particule traverse un champ électrique perpendiculaire à x,

de direction y et d'intensité Π, on peut écrire :

$$m\frac{d^2y}{dt^2}=\varepsilon\Pi. \tag{2}$$

De (1) et (2) on tire :

$$\frac{d^2y}{dx^2}=\frac{\Pi}{2V_0}. \tag{3}$$

L'intégration de (3) donne la déviation cherchée.

Supposons que sur la trajectoire x de la particule, le champ soit constant et égal à Π_0 sur une longueur a et qu'après avoir traversé ce champ le chemin à parcourir par la molécule jusqu'à l'anticathode soit représenté par l. L'excitation du champ Π_0 produit une déviation :

$$\Delta=\frac{\Pi_0}{2V_0}\left(\frac{a^2}{2}+al\right).$$

Cette expression ne contient que des grandeurs mesurables et est indépendante du rapport $\frac{\varepsilon}{m}$.

Pour réaliser cette expérience, on prend un tube à vide formé de deux tubes cylindriques soudés d'axes perpendiculaires. Les cathodes sont planes ; les rayons émis par l'un traversent la fente percée dans la base d'un cylindre communiquant avec le sol ; les rayons qui traversent la fente passent dans le champ du tube perpendiculaire entre deux électrodes parasites formées par deux fils de platine perpendiculaires aux champs des tubes et dont le plan est parallèle à l'axe du tube perpendiculaire. L'anode commune aux deux tubes est au potentiel du sol. On charge les cathodes par des machines à influence mues par un électromoteur ; on mesure le potentiel des cathodes par l'électromètre de Braun ; on tire la valeur du champ Π_0 par la différence de potentiel mesurée à l'électromètre à quadrants entre les électrodes parasites.

L'*expérience*, eu égard aux erreurs d'observation, *confirme la théorie de l'émission.*

Les auteurs rendent compte des résultats négatifs obtenus par Hertz.

R. SWYNGEDAUW.

W. KAUFFMANN. — Nachtrag zu der Abhandlung « Die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen » (Addition au mémoire sur la déviation magnétique des rayons cathodiques). — P. 596.

Dans le mémoire précédent, l'auteur avait trouvé pour le rapport $\frac{\varepsilon}{m}$ de la charge électrique à la masse matérielle de la particule lancée par la cathode, le nombre 10^7 en unités électromagnétiques C.G.S. Le calcul avait été fait en supposant le champ constant le long du diamètre d'une spire de la bobine, trajectoire de la particule. On corrige ce résultat en mesurant le champ magnétique en chaque point du diamètre par la méthode des courants induits dans une petite bobine de 1 centimètre carré de surface. On trouve pour $\frac{\varepsilon}{m}$ la valeur $1{,}77 \cdot 10^7$ (1).

R. Swyngedauw.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Ueber das photoelectrischen Verhalten von Salzen, die durch Erhitzen in Alkalimetalldämpfen gefärbt sind (Sur l'attitude photoélectrique des sels qui sont colorés par l'échauffement dans la vapeur des métaux alcalins). — P. 599.

Ces sels, spath-fluor, etc., soumis à la méthode photoélectrique (variation de déviation d'un électromètre en un temps donné), donnent des résultats analogues aux sels colorés par les rayons cathodiques ; ce qui porte à croire que la coloration des sels est d'ordre chimique (mise en liberté du métal), contrairement aux idées de M. Abegg.

Les colorations des sels ne peuvent s'expliquer par une impureté (ferrocyanure de K), car les sels colorés par cette substance n'éprouvent pas d'action photoélectrique.

R. Swyngedauw.

E. WIEDEMANN et G.-C. SCHMIDT. — Ueber Kathodenstrahlen (Sur les rayons cathodiques). — P. 603.

Les faisceaux de rayons cathodiques émis par un point d'une cathode peuvent se présenter : 1° sous la forme d'un cône plein ;

---

(1) Voir J.-J. Thomson, *J. de Physique*, ce volume, p. 41.

2° sous la forme d'une nappe conique, dont la pointe est le centre d'émission ; on distingue facilement ces deux modes d'émission par l'illumination de l'anticathode qui est formée d'une tache lumineuse dans le premier cas, d'un anneau dans le second.

Si sur la paroi d'une sphère en verre, creuse, dans laquelle on fait le vide, on pose une sphère métallique formant l'extrémité d'un des fils du système de Lecher muni d'un pont, on constate que, pour un vide suffisamment poussé, le point de contact de la sphère de verre avec la sphère en métal émet des rayons cathodiques sous la forme d'une nappe conique.

Si le tube à vide est un cylindre en verre fermé par deux plans, lorsqu'on recouvre l'un d'eux par une plaque en communication avec une des extrémités du système de fils de Lecher, la nappe est cylindrique.

On montre que, dans la plupart des cas où les gaz raréfiés sont soumis à des oscillations électriques, les rayons cathodiques sont émis sous la forme de nappes.

Les auteurs expliquent cette distribution des rayons cathodiques en disant que les oscillations électriques très rapides dans le gaz raréfié se distribuent comme dans un conducteur, c'est-à-dire à leur surface.

Ils terminent par une hypothèse sur la direction des rayons, qui rend compte de quelques-unes de leurs expériences.

R. Swyngedauw.

J.-Iren. KAROLY. — Zur Demonstration der gegenseitigen Einflusses zweier Funkenstrecken (Sur la démonstration de l'influence réciproque de deux étincelles). — P. 612.

On étudie l'action de la lumière ultra-violette d'une étincelle à l'excitateur de Hertz mis en activité par une bobine de Ruhmkorff, sur la distance explosive d'un excitateur identique placé à faible distance parallèlement au premier et dont les deux branches communiquent avec le sol par des fils de cuivre très longs ou par un tube rempli d'eau.

Si l'excitateur secondaire est à pointes, on observe, contrairement à ce que remarqua Hertz, que la variation de distance explosive est très notable ; on ne constate pas ce fait annoncé par M. Klémencik, que si on augmente la distance explosive secondaire éclairée par

l'étincelle principale jusqu'à ce qu'il n'y éclate plus d'étincelle, on fait reparaître les étincelles en interposant entre les deux une plaque de verre qui absorbe les rayons actifs.

R. SWYNGEDAUW.

K. WESENDONCK. — Zur Thermodynamik der Luminescenz (Sur la thermodynamique de la luminescence). — P. 706.

Le postulatum de Clausius est-il applicable au phénomène de luminescence? Des expériences de E. Wiedemann semblent permettre de répondre par la négative. L'auteur s'efforce de montrer que ces expériences ont été mal interprétées : mais ses raisonnements sont basés sur des hypothèses qui semblent peu plausibles.

L. MARCHIS.

Adolf HEYDWEILLER. — Specifische Cohäsion und Oberflächenspannung des erstarrenden Goldes (Cohésion spécifique et tension superficielle de l'or à sa température de solidification). — P. 700.

Adolf HEYDWEILLER. — Bemerkung zu meiner Mittheilung uber « die Oberflächenspannung des Goldes » (Addition à mon mémoire sur la tension superficielle de l'or).

L'auteur indique une méthode expérimentale pour déterminer :

1° Le rayon de courbure d'une goutte d'or solidifiée ;

2° La distance qui sépare le sommet de la goutte du plan de l'équateur ;

3° Le diamètre de la circonférence qui se trouve dans le plan de l'équateur de la goutte.

Après avoir discuté les résultats obtenus par divers expérimentateurs en comparaison avec les siens, l'auteur arrive à la conclusion suivante :

La cohésion spécifique de l'or pur en contact avec l'air et à sa température de solidification est, avec une approximation d'environ 5 0/0 :

$$a^2 = 6{,}90\ \overline{mm}^2.$$

Il résulte immédiatement de là que la tension superficielle de l'or, à sa température de solidification 1070°, a pour valeur :

$$\alpha = 62{,}4\ \frac{mg}{mm},$$

en prenant, pour densité de l'or à 1070°, le nombre 18,1.

L. MARCHIS.

O. WIEDEBURG. — Ueber nicht-umkehrbare Vorgänge. II. Gesetze der Widerstandsgrössen (Sur les modifications non reversibles. II. Lois des grandeurs de résistance). — P. 652.

L'auteur introduit dans les équations de la thermodynamique classique des termes, fonctions homogènes des carrés des vitesses des paramètres qui définissent l'état d'un système, c'est-à-dire des dérivées de ces paramètres par rapport au temps. Des termes analogues ont été introduits par M. Duhem dans sa théorie de la viscosité et du frottement. Mais, si un certain nombre de modifications non reversibles peuvent être représentées par l'adjonction de termes de cette forme, une catégorie très nombreuse de faits ne saurait être traitée au moyen de telles équations. Je citerai, par exemple, les modifications permanentes des solides. On peut produire une telle modification permanente en donnant aux différents points d'un système des vitesses aussi petites que l'on voudra : la déformation permanente n'en existe pas moins. Or, d'après les équations précédentes, les termes contenant les carrés des vitesses disparaissant, on ne pourrait avoir de modification permanente. De plus, j'ai démontré par l'expérience que, pour les déformations permanentes des solides, on n'avait pas le droit de parler d'une vitesse de transformation analogue à celles que l'on rencontre en Mécanique chimique, la vitesse d'éthérification par exemple.

Le travail de M. Wiedeburg ne me semble donc pas faire faire un pas à la question dont je viens de parler : il est préférable, comme l'a fait M. Duhem, d'introduire, dans les équations de la thermodynamique classique, des termes proportionnels aux variations absolues des paramètres affectés d'hystérésis.

L. Marchis.

C. DIETERICI. — Ueber die Dampfdrucke verdünnter wässeriger Lösungen bei 0° C. (Sur les tensions de vapeur de dissolutions aqueuses étendues, maintenues à 0° C.). — P. 616.

Le principe de la méthode employée par M. Dieterici est le suivant :

Imaginons une enceinte fermée composée de deux parties, 1 et 2, séparées par une membrane métallique élastique : ces deux parties peuvent :

1° Communiquer ensemble ;

2° Être mises en relation avec trois réservoirs maintenus à 0° C. et contenant l'un de l'eau, le second une solution de concentration connue, le troisième la dissolution dont on veut la tension de vapeur. Il faut ajouter que les deux parties 1 et 2 sont primitivement vides d'air, ainsi que toutes les autres parties de l'appareil : au lieu de robinets, M. Dieterici relie deux parties au moyen d'un tube en forme d'U, à la partie inférieure duquel est soudé un tube droit communiquant avec un réservoir mobile contenant du mercure.

On met successivement les parties 1 et 2 en communication avec les réservoirs et on observe, au moyen d'un procédé qu'il serait trop long de décrire ici, les mouvements de la membrane métallique qui sépare les parties 1 et 2. On déduit de ces observations la tension cherchée.

Il faut remarquer que cette méthode a l'avantage d'être indépendante des petites quantités d'air qui ont pu rester après avoir fait le vide dans les diverses parties de l'appareil.

Les résultats des expériences ont une grande importance en ce sens qu'ils confirment un certain nombre de conclusions obtenues par M. Loomis et par M. Ponsot en étudiant les abaissements des points de congélation des dissolutions étendues.

Exprimons les concentrations des dissolutions en fonction de la dissolution normale *n*, c'est-à-dire de la dissolution contenant une molécule-gramme du corps dissous et 1.000 grammes d'eau.

1° Entre les concentrations décroissantes allant de *n* à 0,1*n*, on ne peut pas observer un accroissement de l'abaissement moléculaire de la tension de vapeur lorsque la dilution augmente.

C'est ce qui résulte nettement d'expériences faites sur SO^4H^2 et $CaCl^2$; les résultats d'expériences faites sur NaCl et PO^4H^3 sont moins probants.

2° Le sucre de canne, la dextrose, l'urée donnent une diminution constante des abaissements moléculaires des tensions de vapeur lorsque la concentration va en décroissant.

L'abaissement moléculaire des tensions de vapeur est, pour la dissolution normale de sucre, un peu plus grand qu'il ne devrait l'être d'après la loi de Raoult : lorsque la dilution augmente, il prend des valeurs qui sont inférieures à celles que donne la loi de Raoult.

L. Marchis.

Christian BOHR. — Ueber die Absorption von Gasen in Flüssigkeiten bei verschiedenen Temperaturen (Sur l'absorption des gaz par les liquides à différentes températures). — P. 644.

Si on désigne par T la température absolue à laquelle a lieu la dissolution, par α le nombre de centimètres cubes de gaz, mesurés à 0° et 760 millimètres, absorbés par 100 centimètres cubes de liquide, la pression d'absorption étant de 760 millimètres.

L'auteur propose la formule :

$$\frac{\alpha T}{n} = K,$$

où n et K sont des constantes particulières à chaque gaz.

L. Marchis.

Max WIEN. — Ueber die Aichung eines ballistischen Galvanometer mittels einer Rolle von bekannster Selbstinduction (Sur l'étalonnement d'un galvanomètre balistique au moyen d'une bobine de self-induction connue).

L'auteur prend l'inverse de la méthode de Maxwell : il détermine la constante du galvanomètre balistique au moyen du pont de Wheatstone et d'une bobine dont on connaît la self-induction.

L. Marchis.

R. BORNSTEIN. — Electrische Beobachtungen bei Luftfahrten unter Einfluss der Ballonladung (Influence de la charge du ballon sur les observations électriques faites dans les voyages aériens). — P. 680-686.

A propos des observations faites en ballon en vue de déterminer la distribution du potentiel dans l'atmosphère, M. Börnstein appelle l'attention sur l'influence de l'électrisation du ballon sur les mesures, faites ordinairement à l'aide de deux collecteurs disposés à des hauteurs différentes au-dessous de la nacelle et d'un électromètre.

Quelquefois l'enveloppe et le filet sont isolants, par le beau temps, à la suite d'une longue insolation. Mais, ordinairement, le ballon est conducteur ; il prend au départ une charge de même signe que celle du sol, pour la perdre plus ou moins vite pendant l'ascension. Cette décharge du ballon est en partie réalisée par la jetée du lest et aussi par le jeu même des collecteurs emportés, soit lorsqu'on s'assure de

leur isolement, soit lorsqu'on les remplit de liquide, s'il s'agit de collecteurs à liquide.

L'auteur propose de disposer trois collecteurs au lieu de deux, à des hauteurs différentes sous la nacelle et de mesurer leurs différences de tension au moyen de deux électromètres. En appelant V le potentiel, et h l'altitude en un point de l'atmosphère où fonctionne l'un des collecteurs, r sa distance au ballon, M la charge de celui-ci, la mesure précédente fournit la quantité :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial h^2} = - \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} = \frac{2M}{r^3}.$$

Comme r reste invariable, on sera ainsi renseigné sur l'existence de M et sur ses variations pendant l'ascension.

H. Bagard.

DRUDE. — Zur Theorie der magnetooptischen Erscheinungen am Eisen, Nickel und Kobalt (Contribution à la théorie des phénomènes magnétooptiques). — P. 687-692.

L'auteur montre que la théorie qu'il a proposée pour ces phénomènes conduit aux mêmes équations qu'une théorie récente publiée par Leathem dans les *Philosophical Transactions*. Il s'aperçoit que ces équations auraient pu faire prévoir le nouveau phénomène observé par Zeeman, relatif à la réflexion sur un miroir de fer aimanté perpendiculairement au plan d'incidence [1].

A. Cotton.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS;

1896. — Optique.

A. CORNU. — Sur la caustique d'un arc de courbe réfléchissant les rayons émis par un point lumineux. — *C. R.*, t. CXXII, p. 1455.

Ce travail est la suite de l'étude « sur les propriétés focales des réseaux » déjà publiée [2]. Voici l'énoncé du problème : On assimile le trait diffringent ou réfléchissant à un arc de courbe infiniment petit

---

[1] Le mémoire de Zeeman, dont il s'agit ici, a paru en français dans les *Archives Néerlandaises* (1897).

[2] Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. II, pp. 385, 441 ; 1893.

MM′, défini par sa tangente Mz et le centre C de son cercle osculateur; ce trait reçoit les rayons issus d'un point P situé d'une manière quelconque; on demande de déterminer la caustique ou ligne focale G des rayons diffractés ou réfléchis par ce trait, c'est-à-dire l'arête de rebroussement de la surface développable formée par ces rayons.

La solution du problème est la suivante :

I. Les rayons issus d'un point lumineux P et réfléchis sur un arc infiniment petit MM′ ont pour caustique G une conique située dans un plan normal au plan de l'élément et passant par le point lumineux P : c'est la section plane du cône décrit par la révolution du rayon incident PM autour de la tangente Mz ; le plan de la section passe, en outre, par un point C″ de la normale MC à l'arc qui est la projection du pied C′ de la normale au cône abaissée du centre de courbure C.

II. La *caustique* (conique) ainsi déterminée convient à un arc fini quelconque de la courbe F_1MM′F focale conjuguée de cette conique, car l'arc donné MM′ coïncide avec un élément de cette courbe focale qui est aussi une conique.

III. Les deux coniques conjuguées définies ci-dessus sont géométriquement et optiquement réciproques; en effet, d'une part, l'une a pour foyers les sommets de l'autre (leurs plans étant rectangulaires), et réciproquement; d'autre part, lorsque l'une contient le point lumineux, elle est en même temps la caustique des rayons réfléchis sur l'autre, et réciproquement.

R. Dongier.

E.-M. LÉMERAY. — Sur la réflexion et la réfraction vitreuse de la lumière polarisée, interprétation géométrique des formules de Fresnel. — *C. R.*, t. CXXII, p. 135.

D'après Mac Cullagh, la vibration du rayon incident lui est normale et se trouve dans le plan qui passe par le rayon et la vibration réfractée. De même pour le rayon réfléchi. Si P_i et P_s sont les plans parallèles au plan d'incidence, passant par les foyers des ellipses qui projettent sur l'onde réfractée les intersections d'une sphère ayant pour centre le point d'incidence, avec les plans menés par ces points et normalement aux rayons incident et réfléchi ; si l'amplitude de la vibration réfractée est représentée par la portion comprise entre le plan d'incidence et le plan P_i, l'amplitude pour la vibration

incidente est la portion comprise entre le plan d'incidence et le plan P_2.

JULES LEMOINE. — Vérification de la loi de Kerr. — Mesures absolues. *C. R.*, t. CXXII, p. 835.

Le condensateur, formé par deux lames parallèles en cuivre de 18 centimètres de longueur, de 5 centimètres de largeur et distantes de $3^{mm},5$, est immergé dans le sulfure de carbone. La différence de potentiel, qui a varié entre 5.000 volts et 55.000 volts, est mesurée à l'aide d'un électromètre du genre Thomson (décrit dans les *Comptes Rendus* de 1895). Le rayon lumineux polarisé à 45° du plan des armatures du condensateur passe dans leur intervalle et est analysé au moyen du compensateur de Babinet. Pour calculer la constante de Kerr, on tient compte de la perturbation des bords ; la longueur du compensateur équivalent est ainsi de 18,108 au lieu de 18 centimètres, qui est la longueur réelle. La valeur absolue de cette constante est :

$$3,70 \times 10^{-7}.$$

J. VIOLLE. — Un étalon photométrique à l'acétylène. — *C. R.*, t. CXXII, p. 79.

M. Violle a fait construire une lampe étalon d'un emploi facile. L'acétylène arrive par un petit orifice conique, entraîne avec lui l'air nécessaire, puis il pénètre par un trou étroit dans un tube où se fait le mélange et qui se termine par un bec papillon en stéatite semblable à ceux du gaz d'éclairage. La flamme correspond à plus de 100 bougies sous une pression de 30 centimètres d'eau ; on en utilise des surfaces variables en l'enfermant dans une boîte et employant un diaphragme à iris, de façon à prendre le nombre de bougies dont on a besoin. Dans toute l'étendue du spectre de C à F, la lumière de l'acétylène diffère peu de celle du platine en fusion ; au-delà de G, dans l'ultra-violet, la photographie révèle une intensité actinique, qui sera certainement d'un usage précieux.

GEORGES-ADOLPHE RICHARD. — Photographie en couleurs ; substitution de couleurs organiques à l'argent réduit des épreuves photographiques. — *C. R.*, t. CXXII, p. 609.

Comme dans le procédé Ducos du Hauron, on prépare trois positifs en éclairant avec les lumières monochromatiques rouge, jaune et

bleue ; puis, avec les plaques ordinaires du commerce, on produit les trois positifs correspondants. On substitue à l'argent réduit, qui est noir, l'une des trois couleurs obtenues par l'un des deux moyens suivants : 1° par la transformation chimique du dépôt argentique en un sel capable de fixer ou de précipiter la couleur que l'on veut employer ; le positif ainsi mordancé ne retient la couleur qu'aux endroits antérieurement noirs, et cela proportionnellement à l'intensité de ces noirs; 2° par la transformation de l'argent en un sel capable de réagir sur les dérivés de la houille, pour former ainsi sur place des couleurs organiques artificielles. On rassemble les trois épreuves ; la pellicule de l'une d'entre elles, détachée du verre, est maintenue entre les deux autres pellicules fixées sur verre ; l'une de ces dernières reproduit l'image renversée de l'objet, de telle sorte qu'il y ait coïncidence entre les deux images, lorsque les surfaces gélatinées se trouvent en regard l'une de l'autre.

R. Dongier.

V. GUINKOFF. — Sur un procédé de photographie de la rétine. *C. R.*, t. CXXII, p. 1017.

Th. GUILLOZ. — Sur la photographie de la rétine. — *C. R.*, t. CXXII, p. 1228.

BAYRAC et Ch. CAMICHEL. — Sur l'absorption de la lumière par les dissolutions d'indophénols. — *C. R.*, t. CXXII, p. 193.

La solution d'un indophénol dans l'alcool ou l'éther, la benzine, l'acide acétique, etc., laisse passer une bande rouge très nette et assez étroite et une bande large, de moindre intensité, composée de vert, de violet et d'indigo. La bande rouge va du côté de l'infrarouge lorsque l'épaisseur ou la concentration augmentent. La comparaison des spectres des différents indophénols a donné le résultat suivant : « Si l'on dissout des poids de chaque corps de la série proportionnels aux poids moléculaires dans le même volume du même dissolvant, la bande rouge occupe, dans les différents spectres obtenus, la même position. »

A. de GRAMONT. — Sur les spectres métalloïdes dans les sels fondus ; soufre. — Spectres de dissociation des sels fondus ; métaux alcalins : sodium, potassium, lithium. — Sur le spectre du phosphore dans les sels fondus et dans certains produits métallurgiques. — *C. R.*, t. CXXII, p. 1326, 1411 et 1534.

Une bobine de Ruhmkorff charge un condensateur ; la décharge éclatant entre deux fils de platine aplatis et recouverts du sel en

fusion, dissocie celui-ci dans son étincelle. Le spectre observé présente à la fois les lignes dues aux métaux et celles dues aux métalloïdes.

Avec les sels métalliques qui contiennent du soufre, on obtient le même spectre de lignes qu'avec les sulfures métalliques et qu'avec le soufre libre, soit fondu sur les deux électrodes, soit renfermé dans un tube de Plücker. Voici les principales raies du soufre, dans les sels fondus ou les minéraux :

	645,5.	Bien visible.
φ	640,2.	*Idem.*
	638,9.	
ψ	631,9.	Bien marquée.
	630,8.	*Idem.*
	629,0.	*Idem.*
ε	521,9.	Bien marquée.
	521,2.	Forte.
	520,1.	*Idem.*
	503,2.	Bien visible.
	502,1.	*Idem.*
ζ	492,5.	Bien visible.
α	567,2.	Bien visible.
	566,2.	Assez visible.
	565,1.	Bien marquée.
	564,2.	*Idem.*
	560,7.	*Idem.*
	550,8.	*Idem.*
η	481,4.	Bien visible.
θ	471,6.	*Idem.*
μ	455,1.	Bien marquée.
	452,5.	*Idem.*
	448,4.	*Idem.*
	446,4.	*Idem.*
β	547,3.	Bien visible.
	545,2.	Forte.
	543,4.	*Idem.*
	542,9.	*Idem.*
γ	534,2.	*Idem.*
	532,0.	*Idem.*

En général, les lignes principales du métal alcalin contenu dans le sel intervenaient seules ; les lignes secondaires étaient masquées par l'éclat du spectre brillant du soufre.

Pour établir le spectre des métaux alcalins, on s'est adressé aux carbonates, pour lesquels aucune raie attribuable au carbone n'a été aperçue. Voici les résultats :

SODIUM.

δ	616,0.	Forte, vive.
	615,4.	*Idem.*
α	589,5.	Intense.
	588,9.	*Idem.*
β	568,7.	Forte, vive.
	568,2.	*Idem.*
	567,5.	Diffuses et souvent confondues.
	566,9.	
ε	515,3.	Bien visible.
	515,2.	Bien visible, diffuse.
γ	498,3.	497,9 environ. Large bande diffuse.
	497,8.	

POTASSIUM.

δ	769,8.	Difficile à voir.	η	511,3.	Presque confondues.
	766,5.	*Idem.*		509,9.	Diffuses, assez visibles.
γ	693,9.	Assez forte.	ζ	482,8.	Assez forte.
	691,1.	Très bien marquée.		438,9.	Assez visible.
	630,80.	Bien marquée.		430,9.	*Idem.*
	624,55.	Bien visible.		426,4.	Assez forte.
	611,75.	Très bien marquée.		422,3.	Assez visible.
α	583,2.	Forte.		418,5.	Assez forte, large.
	581,1.	Assez visible.	ε	404,5.	Forte, large, diffuse.
	580,1.	Forte.			
	578,3.	Très bien marquée.			
β	536,0.	Bien visible, diffuse.			
	544,4.	*Idem.*			
	534,0.	*Idem.*			
	532,3.	Assez visible.			

LITHIUM.

670,6.	Forte, vive.	460,3.	Forte, large, diffuse.
610,8.	Très forte.	427,3.	Bien visible.
497,2.	Forte.	413,2.	Bien visible, très diffuse.

Le phosphore donne de très belles raies lorsqu'on soumet un de ses composés à l'action de l'étincelle condensée. Avec le phosphate de soude et le phosphate de potasse fondus on a obtenu les longueurs d'onde suivantes :

	650,6.			538,5.	Forte, non vue par Salet.
	645,8.			534,0.	Forte, plutôt diffuse, non vue par Salet.
	608,8.			531,1.	Forte.
(α)	604,2.	Forte, vive.		529,2.	*Idem.*
	603,45.	Assez forte, fine.	δ	525,0.	Très forte.
	602,5.	Forte, vive.		496,8.	Assez visible, diffuse, non vue par Salet.
β	549,85.	Assez visible.		494,1.	Bien marquée.
	546,2.	Faible.	ε	460,3.	Très forte.
	545,3.	*Idem.*		458,85.	*Idem.*
γ	542,35.	Très forte.			
	540,9.	Forte, non vue par Salet.			

Ce spectre n'est pas spécial seulement aux sels fondus ; il existe dans les produits métallurgiques phosphorés ; les raies sont très visibles et brillantes avec le phosphure de cuivre, en particulier.

R. Dongier.

DENSITÉS, VOLUMES MOLÉCULAIRES, COMPRESSIBILITÉ ET DILATATION DES GAZ AUX DIVERSES TEMPÉRATURES ET AUX PRESSIONS MOYENNES (*suite*) [1];



Par M. A. LEDUC.

IV. — Compressibilité (*expériences*).

La compressibilité des gaz a fait l'objet de deux séries d'expériences. Dans la première je me proposais seulement de déterminer la correction à apporter à la densité des divers gaz à 0° pour passer soit de la pression atmosphérique de chaque jour à la pression normale, soit de celle-ci à la pression de π centimètres. Les densités n'étant connues, en général, qu'à $\frac{1}{10000}$ près tout au plus, il suffisait pour cela de connaître le coefficient moyen A à $\frac{10^{-4}}{76 - \pi}$ près, c'est-à-dire à 2 ou 3 unités près du sixième ordre pour les gaz dont la pression critique est très différente de 76 atmosphères, et à 10 unités près pour ceux, très nombreux, dont la pression critique est comprise entre 66 et 86 atmosphères.

Cette première série d'expériences a cessé d'être intéressante par suite des connaissances acquises ultérieurement. La précision, bien que suffisante, en était d'ailleurs limitée par la difficulté de connaître exactement la température, voisine de 0°, du bain où plongeait le tube laboratoire [2].

La deuxième série, exécutée avec le concours de M. P. Sacerdote, avait pour but de vérifier la loi énoncée plus haut (formule 11). Il fallait, à cet effet, atteindre une précision bien plus grande, et cela devient relativement facile en opérant à une température voisine de la température ambiante.

L'appareil se compose à peu près comme le manomètre dont Regnault s'est servi pour déterminer les coefficients de dilatation des gaz à pression constante (*fig.* 1). La petite branche est remplacée par un tube AE portant trois ampoules dont les volumes sont à peu près à partir d'en bas : 200, 100 et 300 centimètres cubes. Trois

---

(1) Voir *Journ. de Phys.* (numéro de janvier 1898), p. 5.

(2) *C. R. de l'Ac. des Sc.*, t. CXXIII, p. 743.

traits de repère, A, B, C, sont tracés sur des parties cylindriques ayant un peu plus de 14 millimètres de diamètre intérieur. La partie capillaire E est fermée par un robinet de verre *r*. Ce tube et le manométrique FG sont mastiqués dans une monture en fonte avec

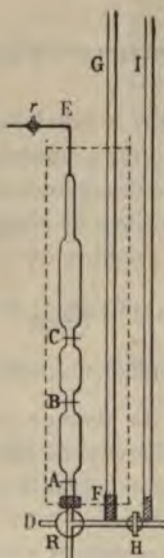


Fig. 1.

robinet à trois voies R, et plongés dans une cuve prismatique fermée en avant par une glace à faces parallèles. Un troisième tube IH placé extérieurement, et que l'on peut isoler par un robinet H, permet d'introduire lentement le mercure dans le manomètre, ce qui rend peu probable l'introduction simultanée de bulles d'air dans le tube AE. Pour l'éviter plus complètement, nous avons eu le soin, au commencement de chaque opération, de faire le vide (par G) dans la partie FRH.

La lecture des niveaux du mercure était faite au moyen d'un cathétomètre de Perreaux; pour la rendre plus précise, nous avons disposé un système de curseurs permettant d'amener à la hauteur exacte des ménisques des plaquettes de porcelaine portant des bandes horizontales noires et blanches, à séparation très nette.

Un tube recourbé amenait au fond de la cuve, dans l'angle voisin de A, le courant d'air d'une trompe convenablement réglé.

Un thermomètre de Baudin divisé en 50mes donnait la température de la cuve à $0°,01$ près $\left(\text{on lisait les } \frac{1}{200^{es}}\right)$.

Calibrage. — Il s'agit de déterminer, d'une part, les volumes compris entre le robinet r et chacun des traits A, B, C, puis la section des tubes au voisinage de ces traits.

Nous avons d'abord suivi de tout point les indications de Regnault, remplissant complètement le tube de mercure jusqu'en r, et le laissant s'écouler par le robinet R, successivement jusqu'au voisinage de chacun des traits. Le niveau moyen [1] du ménisque était repéré au cathétomètre par rapport au trait correspondant, et la température de la cuve soigneusement notée. Le mercure recueilli était pesé au moyen d'une balance de Deleuil sensible au milligramme, et de poids étalonnés.

Malgré ces précautions, nous avons trouvé, en répétant plusieurs fois la même opération, des différences dépassant $0^{cmc},3$. Des moyennes prises dans ces conditions ne pouvaient conduire qu'à des résultats erronés. Nous avons pensé qu'une quantité plus ou moins importante de mercure restait, d'une part, dans les canaux du robinet et dans un cul-de-sac latéral D constitué par un canal ménagé pour le nettoyage et partiellement rempli par une vis formant bouchon, et que, d'autre part, les interstices inévitables du masticage (entre la douille en fonte et le bas du tube de verre) se remplissaient plus ou moins de mercure suivant les circonstances.

Cette manière de voir paraît justifiée, puisqu'en obviant à ces deux causes d'erreur les divergences ont disparu. A cet effet nous avons :

1° Inséré un tube ab en acier mince dans l'orifice a du manchon en fonte mn (*fig.* 2);

2° Coulé de la cire de Golaz dans l'espace annulaire et inséré le

---

(1) A. Leduc, *C. R.*, t. CXXIII, p. 743. — La flèche peut varier de $0^{mm},8$ à $1^{mm},7$ environ, et il est difficile de la rendre constante, au moyen de secousses, à moins de $0^{mm},2$ ou $0^{mm},3$. J'ai fait une longue étude préliminaire de la déformation du ménisque. J'ai trouvé, avec un tube d'un diamètre à peine supérieur, que, si l'on fait varier la flèche entre $0^{mm},90$ et $1^{mm},65$ en laissant constante la quantité de mercure contenue dans le tube, les déplacements du sommet et de la base sont proportionnels aux nombres 25 et 73. J'ai adopté, en conséquence, pour déterminer le *niveau moyen*, aussi bien pour les opérations du calibrage que pour les mesures des volumes de gaz, la règle suivante : On retranche de la lecture du sommet : $0^{mm},17 + \frac{1}{4}$ de la flèche.

tube de verre *vv* dans le manchon pendant que cette cire était fondue (il ne peut rester ainsi aucun espace nuisible) ;

3° Inséré dans l'orifice auxiliaire *c* un tube en acier coudé *cd* ;

4° Bouché à la cire l'une des voies *f* du robinet R, de manière à la transformer en un robinet à deux voies coudées *gh*.

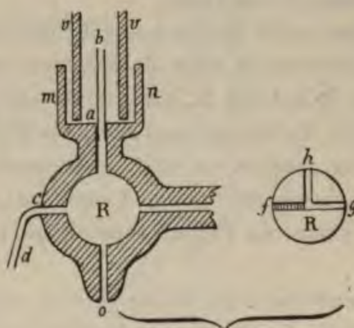


Fig. 2.

Opération. — Après avoir rempli complètement de mercure le tube laboratoire jusqu'au robinet *r*, on tourne le robinet R dans la position (1) (*fig.* 3), et l'on souffle, au moyen d'un soufflet, par le

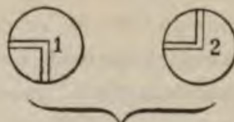


Fig. 3.

tube *dc*, de manière à faire disparaître tout le mercure retenu dans les voies. On amène ensuite le robinet dans la position (2), de manière à laisser écouler le mercure par le tube *d*, que l'on introduit au fond d'un flacon pour éviter les projections. Enfin on ramène le robinet à la position (1), après avoir introduit l'orifice O dans un tube à essai, et l'on souffle de nouveau par le tube *dc*; la petite quantité de mercure recueillie est ajoutée à la précédente.

Après avoir déterminé par le même procédé les sections du tube au voisinage des traits (164, 161 et 162 millimètres carrés), nous avons obtenu ainsi, toutes corrections faites, pour les volumes à 16°, des intervalles Ar, Br, Cr :

	306cmc,564	398cmc,186	595cmc,091
	306 ,567	398 ,192	595 ,099
	306 ,567	398 ,186	595 ,097
Moyennes :	306cmc,566	398cmc,188	595cmc,096

La concordance de ces nombres dispense de tout commentaire.

Il est probable que les écarts considérables des nombres obtenus par Regnault au moyen de son *petit appareil* sont dus, en grande partie, à la difficulté que nous venons de résoudre, et, pour le reste, à la détermination imparfaite du niveau moyen du mercure, ainsi que de la température moyenne du gaz. Les nombres trouvés au moyen de son grand appareil classique sont beaucoup meilleurs (H, Az, CO^2 et air); ils présentent toutefois une erreur systématique de $+ 3$ unités sur $A10^6$, qui paraît due à la première cause : la détermination du rapport des volumes (1 : 2) du tube laboratoire comportait une erreur voisine de 1/5000.

Étude d'un gaz. — Après avoir refermé le canal *c* et rendu sa troisième voie au robinet R, on tourne celui-ci à 45° ; on fait le vide dans le tube laboratoire et on le remplit du gaz à étudier pur et sec, jusqu'au trait A à une pression voisine de la pression atmosphérique. La température de la cuve est amenée un peu au-dessus de la température ambiante, si celle-ci tend à s'élever, et inversement. A partir du commencement des lectures, il convient d'ajouter par très petites quantités de l'eau froide ou tiède, suivant les cas, afin de maintenir bien constante la température du bain.

Pour exécuter une série de lectures, on fait en sorte (en ouvrant le robinet H) que le ménisque dans le tube laboratoire soit coupé par le trait choisi A, B ou C. On dispose les mires de porcelaine et l'on prépare la visée supérieure du baromètre ; puis on fait cesser l'agitation, et l'on tourne à 45° le robinet R, afin de n'avoir pas à se préoccuper des variations de la température de la cuve et de la pression atmosphérique.

Les lectures se font dans l'ordre suivant : baromètre (niveau supérieur), thermomètre de la cuve[1], thermomètre du baromètre,

---

[1] En principe, il serait préférable de faire simultanément ces deux lectures ; mais nous avons constaté que l'indication du thermomètre reste invariable pendant plus de temps qu'il n'en faut pour repérer le sommet de la colonne barométrique.

baromètre (niveau inférieur), tube manométrique et tube laboratoire. Enfin l'on repère le niveau moyen dans ce dernier par rapport au trait.

On possède ainsi tous les renseignements pour calculer la pression P du gaz et son volume V à la température de la cuve. Pour ramener ce gaz à une température uniforme, intermédiaire entre les extrêmes d'une même série, nous avons adopté pour coefficients de dilatation, des nombres variant entre 0,00367 et 0,00390, d'après des indications suffisantes, bien que peu précises, d'expériences antérieures. La correction ne portait, en effet, que sur quelques dixièmes de degré, tout au plus.

Pour donner une idée de la précision et de la concordance des déterminations, je citerai une expérience relative à l'oxyde de carbone. Les produits VP sont ramenés à la température moyenne de l'expérience : 17°,5.

	P	Moyennes	VP	Moyennes
Trait supérieur	$150^{cm},904$	$150^{cm},930$	46049,0	46048,7
	150 ,957		46048,4	
Trait inférieur	77 ,835	77 ,846	46060,8	46060,8
	77 ,846		46060,3	
	77 ,858		46061,3	

On en tire :

$$10^6.A = \frac{12,1 \times 10^6}{46061 \times 73,1} = \frac{1210}{337} = 3,6,$$

qu'il faut augmenter de 0,1 pour le ramener à 16°. En s'appuyant sur les résultats de Regnault relatifs à l'azote, on voit qu'il faut encore ajouter 0,1 pour passer de A_{78}^{151} à $\mathcal{A}_{35}$ ou $\mathcal{A}_{\pi}$. On a donc à 16° : $\mathcal{A}_{\pi} = 3,8$, que l'on peut considérer comme approché à $\pm$ 0,5 près. On en déduit : $\varepsilon = 1,4$.

La concordance des produits VP est moins bonne, en général, pour les gaz faciles à liquéfier. Mais l'écart des nombres relatifs à un même trait dépasse rarement 3 unités, ce qui correspond à une erreur possible d'une unité sur $\mathcal{A}.10^6$.

A part le cas particulièrement défavorable du chlorure d'éthyle, cette erreur ne semble point pouvoir dépasser deux unités.

Il est bon de dire que pour certains gaz, qui n'ont pas été obtenus à l'état de pureté, nous avons dû apporter une correction aux nombres trouvés. Nous avons appliqué, à cet effet, la loi des mélanges,

qui semble assez bien justifiée par quelques expériences de Regnault. En tous cas, la correction étant très faible, il n'en peut résulter aucune erreur appréciable.

Je prendrai comme exemple le gaz sulfureux. Le coefficient moyen à 16°,7 entre 76cm,5 et 113cm,2 a été trouvé égal à 254,9 (au facteur 10^6 près). Mais ce gaz, traité par la potasse, laissait un résidu de 0,004 environ, qui était de l'air.

On aurait donc trouvé avec le gaz pur : 255,9.

La formule (14) donne :

$$b = 23.10^{-8}.$$

On a donc :

$$\mathcal{A}_\pi = 248,6 \quad \text{à} \quad 16°,7.$$

Enfin, $\mathcal{A}$ variant de 3,5 par degré au voisinage de 16°, on arrive pour cette température à 251,1, et comme l'erreur peut s'élever pour ce gaz à 2 unités, nous écrirons qu'à 16° :

$$10^6.\mathcal{A}_\pi = 251 \pm 2,$$

et :

$$\pi\mathcal{A}_\pi.10^4 = 108,5\ (^1).$$

Application. — Température à laquelle chaque gaz suit la loi de Mariotte (²). — Les formules établies plus haut permettent de calculer la température à laquelle un certain gaz, dont on connaît les constantes critiques, présente une certaine compressibilité sous une pression donnée. Il est particulièrement facile de dire à quelle température τ° ce gaz suit la loi de Mariotte *à la pression* π *centimètres*, c'est-à-dire au voisinage de la pression atmosphérique.

C'est en effet celle qui correspond à la température critique comme 0° correspond à — 180° C.

$$\frac{273 + \tau}{\Theta} = \frac{273}{93}.$$

(¹) C'est ainsi qu'ont été calculées les valeurs inscrites dans le tableau de la page 14. J'ai repris depuis lors les calculs en tenant compte de certaines quantités précédemment négligées [j'ai remplacé, par exemple, 26 par $26 - a^2$ dans les formules (5)] et en tirant b de la formule $u = 13\,(\chi - 0,8)\,(\chi - 0,2)$, qui paraît s'accorder mieux que l'ancienne avec les expériences récentes. Bien que les différences trouvées soient sans importance pratique, j'ai modifié d'après cela les densités et les coefficients moyens de dilatation des tableaux suivants.

(²) Conformément à un usage assez répandu, j'ai désigné par de petites lettres les températures centigrades comptées à partir de la glace fondante, et par de grandes les températures absolues.

J'ai inscrit les valeurs de τ dans le tableau de la page 204. On verra que l'azote et l'oxyde de carbone suivent la loi de Mariotte vers 100°, ainsi que l'a observé autrefois M. Amagat sur le premier de ces gaz. L'acide carbonique ne la suit que vers 600°. Ce résultat peut paraître au premier abord en opposition avec les observations de M. Amagat, d'après lesquelles ce gaz ne présenterait à 300° qu'un écart insignifiant. En réalité, cet écart est à peu près celui de l'air à la température ordinaire; mais il faudrait, pour le mettre en évidence d'une manière certaine, repérer la température (voisine de 300°) à moins de 0°,02 près, ce qui me paraît bien difficile.

Il est facile de se rendre compte, d'après ce qui précède, de ce qui arrive si, après avoir dessiné la courbe $z = f(\Theta)$ pour une certaine température T et un certain système de pressions correspondantes (c'est-à-dire pour une certaine valeur de ε), on fait varier T ou ε.

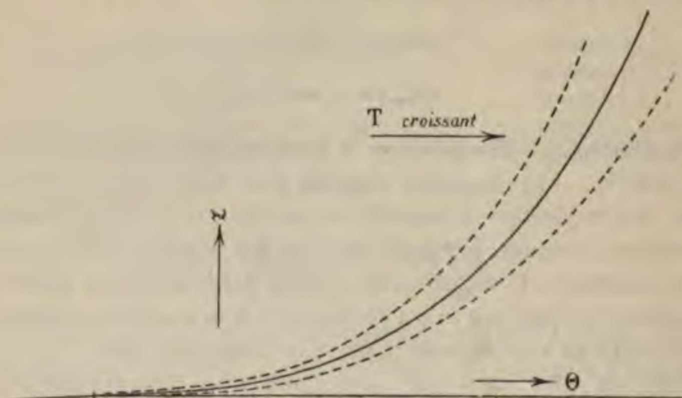


Fig. 4.

Dans le premier cas, à mesure que T augmente, la courbe s'abaisse vers l'axe des Θ, et son point de contact avec celui-ci se déplace dans le sens des Θ croissants (*fig.* 4).

Dans le deuxième cas la courbe pivote en se déformant autour du point d'abscisse $\Theta_1 = 0{,}8T$ environ, la déformation étant de beaucoup la plus grande du côté des Θ élevés. Si ε croît, la courbe se relève de ce côté, mais elle s'abaisse légèrement de l'autre, de sorte que le point de contact avec l'axe s'avance encore dans la direction positive. C'est ce que montre la *fig.* 5.

Parmi les conséquences qui s'en dégagent, je ne veux noter que celle-ci : pour les gaz qui se compriment plus que ne le voudrait la

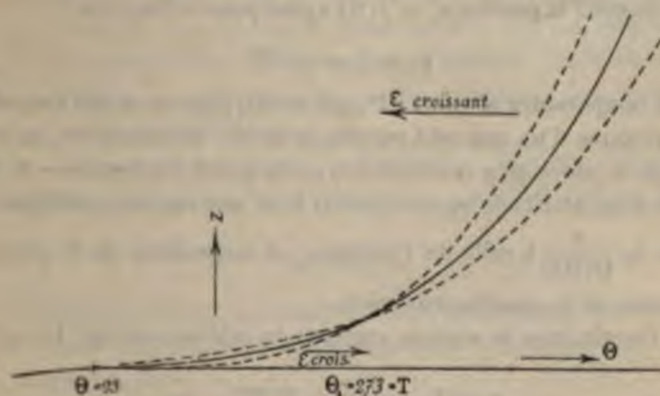


Fig. 5.

loi de Mariotte, la température τ est d'autant plus basse que la pression est plus forte.

V. — Volumes moléculaires en général et densité des gaz [1]

Volumes moléculaires à 0° et π centimètres. — Le volume moléculaire d'un gaz par rapport à l'oxygène normal est par définition :

$$\varphi_1 = \frac{M}{32} \times \frac{1,1052}{D},$$

M étant son poids moléculaire dans notre système usuel (O = 16), et D sa densité par rapport à l'air.

Pour obtenir le volume moléculaire à la pression π centimètres non plus par rapport à l'oxygène réel, mais par rapport à un gaz parfait ayant même masse moléculaire et aussi même densité normale, il faut diviser φ_1 par

$$1 + A_{76}^{\pi} (\pi - 76).$$

Cela revient sensiblement à ajouter le terme correctif :

$$\gamma = A_{76}^{\pi} (76 - \pi).$$

[1] Pour abréger, j'appellerai pression *normale* celle qu'exerce *à Paris* une colonne de mercure de 76 centimètres de mercure à 0°. J'appellerai gaz normal celui mesuré sous cette pression et à 0°.

On a ainsi :

$$\varphi_2 = \varphi_1 \times \gamma.$$

J'ai dessiné la courbe $y_2 = f(\Theta)$ ayant pour ordonnées :

$$y_2 = (1 - \varphi_2)\, 10^4.$$

A la température absolue 93° (qui serait, d'après ce qui précède, le point critique d'un gaz réel suivant la loi de Mariotte à 0°, au voisinage de la pression π centimètres) correspond l'ordonnée — 7. Nous devons donc attribuer au gaz parfait fictif une masse spécifique inférieure de $\frac{7}{10.000}$ à celle de l'oxygène, et augmenter de 7 unités les ordonnées de la courbe provisoire.

J'ai inscrit dans la sixième colonne du tableau suivant les valeurs de :

$$y = (1 - \varphi)\, 10^4 = 10.007 - \varphi_2.$$

On verra qu'elles sont suffisamment bien représentées, pour tous les gaz de la série normale, par la formule

$$(21) \quad y = 122.10^{-5}(\Theta - 93)^2 - 155.10^{-8}(\Theta - 93)^3 + 13.10^{-9}(\Theta - 93)^4.$$

J'ai ensuite calculé, au moyen de cette formule, les y des gaz dont je n'ai pas déterminé la densité.

Parmi les gaz plus compressibles, l'ammoniac seul a été examiné. Son y est supérieur de 16 0/0 à celui d'un gaz normal qui aurait même point critique. J'ai admis, faute de mieux, qu'il en était de même pour les trois autres.

Parmi les moins compressibles, les y de H^2S et de Cl (en adoptant les données critiques de M. Knietsh) sont les 0,93 de ceux que donne la formule (21). J'ai admis le même rapport pour PH^3.

Volumes moléculaires en général. — Traitons l'équation (21) comme nous avons traité l'équation (13), et nous obtenons, pour représenter y à toute température, toujours sous la pression π centimètres (gaz normaux seulement) :

$$(22) \qquad y = 72.\chi^4 - 130.\chi^3 + 173.\chi^2 - 83.\chi + 12,3.$$

On passe aisément de là à l'expression générale du volume moléculaire à T° sous la pression p centimètres (voir formules 5, 11, 12 et 16) :

$$(23) \quad \varphi = \frac{1 - y.10^{-4}}{1 + A_{\pi}^{p}\,(p - \pi)} = \frac{10^4 - y}{10^4 + (e - 1)\,z + (e - 1)^2\,u}.$$

Il est clair que les résultats obtenus mériteront moins de confiance si la pression p est très en dehors des limites (1 et 2 atmosphères) entre lesquelles ont été faites les expériences relatives à la compressibilité. Il importe surtout que le terme en u ne soit pas trop grand, à cause de l'incertitude qu'il présente. Toutefois j'ai obtenu plusieurs vérifications remarquables à des pressions les unes très faibles, les autres très élevées.

Volumes et masses spécifiques, et densités en général. — D'après la définition de φ, le volume spécifique v d'un gaz est donné par la formule

$$(24) \qquad Mpv = RT\varphi,$$

dans laquelle R est une constante absolue, commune à tous les gaz. D'après mes expériences, et en attribuant à l'oxygène la masse moléculaire 32, on a :

$$R = 8319.10^4. \text{ C. G. S.},$$

ou, si l'on préfère compter les pressions en centimètres de mercure :

$$R' = 6237,2.$$

On a donc :

$$(25) \qquad v = \frac{RT}{Mp} \cdot \frac{10^4 - y}{10^4 + (e-1)z + (e-1)^2 u}.$$

L'inverse est la masse spécifique à T° sous la pression p.

On en déduit la densité D par rapport à un gaz de masse moléculaire M' :

$$(26) \qquad D = \frac{M}{M'} \frac{10^4 - y'}{10^4 - y} \cdot \frac{10^4 + (e-1)z + (e-1)^2 u}{10^4 + (e'-1)z' + (e'-1)^2 u'}.$$

Mais il est d'usage de considérer le gaz de référence comme suivant la loi de Mariotte à partir des conditions normales, ce qui revient à lui attribuer un volume moléculaire φ'_0 constamment égal à celui qu'il a dans les conditions normales.

On a donc simplement :

$$(26\ bis) \qquad D = \frac{M}{M'} \cdot \varphi'_0 \cdot \frac{10^4 + (e-1)z + (e-1)^2 u}{10^4 - y}.$$

En particulier, les densités par rapport à l'air moyen de Paris s'obtiendront en attribuant à $\frac{M'}{\varphi'_0}$ la valeur 28,973.

J'ai calculé suivant cette convention les densités normales par rap-

port à l'air du tableau ci-dessous (D_{calc}). J'en ai rapproché les densités (D_{anc}), qui étaient classiques au début de mon travail.

Il est bien entendu que l'air de comparaison contient 232 millièmes de son poids d'oxygène, et que le poids du litre sous la pression d'une barye est 1gr,2757. Mais, pour éviter la difficulté créée par la variabilité de composition de l'air, soit en un même lieu, soit en des lieux différents, j'ai proposé de rapporter les densités à l'oxygène, qui paraît être, parmi les anciens gaz permanents, le plus facile à préparer à l'état de pureté et à peser avec précision. J'ai donc inscrit ces densités dans la colonne d de mon tableau. Il me suffit d'ajouter que la masse du litre d'oxygène à 0° sous la pression d'une barye est 1gr,4100.

On trouvera aisément, au moyen de ces renseignements, que le volume occupé par une molécule-gramme d'oxygène normal est 22lit,389; celui de l'hydrogène est 22lit,432 ; celui du gaz parfait fictif, 22lit,405.

Remarque. — Les masses moléculaires adoptées résultent partiellement de mes propres déterminations. Les nombres classiques donneraient lieu à des écarts importants entre les densités calculées et expérimentales. Il en serait de même si l'on prenait pour les poids atomiques les nombres entiers les plus voisins (35,5 pour le chlore).

Gaz	M	D_{exp}	$10^4\varphi_1$	$10^4\gamma$	$10007 - \varphi_2$	y	D_{calc}	D_{anc}	$d = \frac{D}{D_{ox}}$	$m = \frac{M}{32}$
H	2,0152	0,06948	10017	− 3	− 7	(?)	0,06948	0,06926	0,06287	0,06297
Az	28,010	0,9671	10004	+ 2	+ 1	1,3	0,9671	(0,9714)	0,8750	0,8753
CO	28,004	0,9670	10003	+ 2,5	+ 1,5	1,8	0,9670	0,9678	0,8749	0,8751
O	**32**	1,1052	**10000**	+ 2,5	+ 4,5	4,4	1,1052	1,1056	1	1
AzO	30,005	»	»	+ 1	»	9	1,0366	1,039	0,9379	0,9377
C^2H^4	28,039	»	»	+ 26	»	50	0,975	0,985	0,882	0,8762
CO^2	44,004	1,5287	9942	− 1	66	66	1,5288	1,5291	1,3832	1,3751
Az^2O	44,010	1,5301	9934	+ 3	70	70	1,5302	1,527	1,3845	1,3753
C^2H^2	26,024	[0,9056]	»	+ 11	»	70	0,9055	0,92	0,8293	0,8132
HCl	36,478	1,2692	9927	− 7	87	84	1,2688	1,256	1,1480	1,1400
Cy	52,018	»	»	+ 43	»	180	1,8362	1,8064	1,6613	1,6256
$(CH^3)^2O$	46,055	»	»	+ 56	»	191	1,631	»	1,476	1,4392
CH^3AzH^2	31,048	»	»	+ 14	»	242	1,100	1,08	0,995	0,9702
SO^2	64,056	2,2639	9773	− 9	243	243	2,2639	2,234	2,0483	2,0017
$(CH^3)^3Az$	59,087	»	»	+234	»	255	2,142	»	1,938	1,8465
$(CH^3)^2AzH$	45,066	»	»	+ 98	»	260	1,613	»	1,459	1,4083
CH^4	16,035	»	»	+ 6	»	13	0,5545	0,5576	0,5017	0,5011
C^2H^6	30,054	»	»	+ 56	»	80	1,052	1,075	0,952	0,9392
AzH^3	17,028	0,5971	9850	− 73	227	225	0,5969	0,5967	0,5401	0,5321
CH^3Cl	50,497	»	»	+ 10	»	248	1,789	1,73	1,619	1,5781
PH^3	33,998	»	»	+ 14	»	80	1,1845	1,214	1,0717	1,0624
H^2S	34,071	1,1895	9892	− 19	134	134	1,1895	1,1912	1,0762	1,0647
Cl	70,940	2,491	9836	− 36	207	209	2,4918	2,44	2,254	2,217

Vérifications. — J'ai profité de la préparation de l'acétylène, faite en vue d'étudier sa compressibilité pour en déterminer la densité. Traité par le chlorure cuivreux, ce gaz laissait un résidu d'environ 3 millièmes. Or sa densité était 0,9059. Si l'on admet que le résidu était de l'air, et qu'aucune impureté n'a été absorbée par le chlorure cuivreux, on arrive pour le gaz pur à 0,9056, qui coïncide mieux qu'on ne pouvait l'espérer avec la densité calculée.

L'hydrogène phosphoré fournit une autre vérification remarquable. Mon nombre calculé est la moyenne de ceux que l'on trouve dans les éditions récentes de nos classiques (1,184 et 1,185) (1). Il est, au contraire, passablement éloigné de celui de Dumas (1,214) qui figure encore dans les divers recueils de données numériques.

VI. — Coefficients de dilatation

En appliquant à nouveau le principe des états correspondants aux gaz pour lesquels il a été justifié, c'est-à-dire aux gaz d'une même série, nous pouvons maintenant calculer les coefficients de dilatation de ces gaz en général dans toutes les conditions que l'on voudra.

Toutefois, pour éviter tout mécompte, il ne faudra pas trop s'écarter des limites de pression entre lesquelles les formules empiriques ont été établies. Il est clair, d'ailleurs, que l'exactitude des résultats est subordonnée à celle des données critiques.

Il suffit de calculer, pour chaque gaz, les coefficients moyens (α sous pression constante, β à volume constant) entre 0° et $t°$; on en déduit aisément les formules de dilatation, et de celles-ci, tous les nombres dont on peut avoir besoin. Toutefois il m'a paru intéressant de calculer directement les coefficients vrais à 0°, afin de ne pas les faire dépendre du nombre de termes adoptés pour les formules, ni du choix des températures t.

En outre, pour plus de généralité, et en vue d'une application ultérieure, je vais établir les formules qui donnent :

$$(27) \qquad \delta_m = \frac{v' - v}{v(t' - t)} \qquad \text{et (27 } bis\text{)} \qquad \delta = \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial v}{\partial t}.$$

On passerait aisément de là aux coefficients usuels :

$$(28) \qquad \alpha_m = \frac{v' - v}{v_0(t' - t)} \qquad \text{et (28 } bis\text{)} \qquad \alpha = \frac{1}{v_0} \cdot \frac{\partial v}{\partial t}.$$

---

(1) Je n'ai pu savoir à qui l'on doit ces déterminations.

D'ailleurs ces deux systèmes se confondent pour $t = 0$.

1° *Coefficient moyen entre* T *et* T′ *sous la pression constante p et coefficient vrai à* T°. — Le volume moléculaire d'un premier gaz de température critique Θ, étant φ à T°, devient φ' à T′°. D'après le principe admis, φ doit être en même temps le volume moléculaire à T° d'un deuxième gaz dont le point critique est Θ, tel que :

$$\frac{\Theta'}{T} = \frac{\Theta}{T'}.$$

On a donc, d'après la définition (27), en tenant compte de ce que le coefficient δ_m pour le gaz parfait est constamment égal à $\frac{1}{T}$:

$$\varphi' = \varphi \frac{1 + \delta_m (T' - T)}{1 + \frac{1}{T}(T' - T)};$$

on en tire les deux coefficients :

$$(29) \quad \delta_m = \frac{1}{T}\left[1 + \frac{\varphi' - \varphi}{\varphi} \cdot \frac{T'}{T' - T}\right] = \frac{1}{T}\left[1 - \frac{\Theta}{\varphi} \cdot \frac{\varphi' - \varphi}{\Theta' - \Theta}\right] = \frac{1}{T}\left[1 - \frac{\chi}{\varphi} \frac{\varphi' - \varphi}{\chi' - \chi}\right]$$

$$(30) \quad \delta = \frac{1}{T} + \frac{1}{\varphi} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial T} = \frac{1}{T}\left[1 - \frac{\Theta}{\varphi} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial \Theta}\right] = \frac{1}{T}\left[1 - \frac{\chi}{\varphi} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial \chi}\right].$$

2° *Coefficient moyen de* 0° *à* t°, *et coefficient vrai à* 0°, *sous la pression p.* — Pour revenir au cas particulier usuel, il suffit de faire dans ces formules T = 273 (1), et de calculer φ et φ' qui correspondent respectivement à $\chi = \frac{\Theta}{273}$ et $\chi' = \frac{\Theta}{273 + t}$.

Il est d'ailleurs permis, en général, d'employer pour φ l'expression approchée :

$$\varphi = 1 - [y + (e - 1) z + (e - 1)^2 u] . 10^{-4}.$$

Ce qui donne, en remarquant que $\frac{\chi}{\chi - \chi'} = \frac{T}{t}$,

$$(31) \quad \alpha_0^t = \frac{1}{273}\left[1 + \frac{T}{t} \cdot \frac{y - y' + (e - 1)(z - z') + (e - 1)^2 (u - u')}{10^4 - y - (e - 1) z - (e - 1)^2 u}\right]$$

$$(32) \quad \alpha_0 = \frac{1}{273}\left[1 + \chi \cdot \frac{\frac{\partial y}{\partial \chi} + (e - 1)\frac{\partial z}{\partial \chi} + (e - 1)^2 \frac{\partial u}{\partial \chi}}{10^4 - y - (e - 1) z - (e - 1)^2 u}\right].$$

---

(1) L'emploi du nombre 273 comme température thermodynamique de la glace fondante donne, comme on le verra, des résultats très satisfaisants. On sait que l'inverse, que nous prenons comme coefficient de dilatation unique du gaz parfait, est $\omega = 3663.10^{-6}$. Toutefois il eût peut-être été préférable d'adopter $\omega = 366.10^{-5}$.

Cette dernière formule devient particulièrement simple et sûre dans le cas de $e = 1$, c'est-à-dire si la pression p est égale à π centimètres. On a alors :

$$\alpha'_0 = \frac{1}{273}\left[1 + \frac{\chi}{10^4 - y} \cdot \frac{\partial y}{\partial \chi}\right]. \qquad (32\ bis)$$

C'est pour cette raison que j'ai inscrit, dans le tableau ci-après, les valeurs de α'_0, en même temps que celles du coefficient vrai α_0 et du coefficient moyen α_0^t sous la pression de 76 centimètres, calculés au moyen des formules (29) et (32).

3° *Coefficient moyen de pression entre* 0° *et* t° (volume constant). — Soit V_0 le volume occupé par une certaine masse gazeuse à 0° sous la pression P_0. Suivant qu'on la portera à t° sous pression constante, ou à volume constant, elle prendra le volume $V = V_0(1 + \alpha t)$, ou la pression $P = P_0(1 + \beta t)$, α et β étant les coefficients moyens correspondants.

La compressibilité de ce gaz à t° entre les pressions P_0 et P est représentée, conformément aux formules (1) et (2), par :

$$\frac{VP_0}{V_0P} - 1 = A\,(P - P_0),$$

A étant le coefficient moyen d'écart à t° entre P_0 et P.

Après substitution et simplifications on obtient :

$$\alpha - \beta = AP_0\beta\,(1 + \beta t), \qquad (33)$$

$$\alpha - \beta = e\beta.10^{-4}\,(1 + \beta t)\,\{\alpha_t + u_t\,[2\,(e - 1) + \beta t]\}. \qquad (33\ bis)$$

Je rappelle que u peut être négligé quand il est $< o$.

J'ai calculé les coefficients moyens β_0^{100} sous la pression initiale de 76 centimètres, au moyen de la formule (33), en remplaçant d'abord dans le deuxième membre β par $(\alpha - 5.\,e\pi.\,10^{-7})$, qui est une première valeur très approchée. Il n'y a pas eu lieu, en général, de procéder à une troisième approximation.

Je ne saurais trop insister, au point de vue de la critique des déterminations expérimentales de α et β, sur l'importance du critérium fourni par la valeur de $(\alpha - \beta)$, dont le calcul présente un haut degré de certitude [1].

En particulier, $\alpha = \beta$ si à la température t (supérieure) le gaz suit

[1] On peut voir, par exemple, que les $(\alpha - \beta)$ de Regnault sont beaucoup trop grands.

la loi de Mariotte sous la pression considérée, ce qui arrive sensiblement pour l'azote et l'oxyde de carbone à 100° [1].

4° *Coefficient vrai de pression à 0°.* — Ce coefficient s'obtient, comme on le sait, en divisant le coefficient vrai α_0 par le produit $p_0\mu$ de la pression et du coefficient de compressibilité (Voir form. 17), ce qui donne :

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 + e.10^{-4}\left[z + 2(e-1)u\right]}. \qquad (34)$$

	Coefficients vrais à 0° × 10⁶			Coefficients moyens entre 0° et 100° × 10⁶				
				calculés		observés		
Gaz	α_π	α_{76}	β_{76}	α	β	α	β	τ
H [2]	3666	3668	3670	3669	3673	3661	3668	— 160°
Az	3667	3672	3671	3668	3668	»	3668	+ 100°
CO	3668	3674	3672	3669	3669	3669	3667	120°
O	3671	3676	3673	3671	3670			180°
AzO	3677	3678	3674	3674	3673			255°
C^2H^4	3731	3765	3735	3733	3720			560°
CO^2	3752	3751	3726	3724	3713	3710	3688	620°
Az^2O	3758	3762	3734	3731	3719	3719	3676	635°
C^2H^2	3759	3772	3741	3738	3724			635°
HCl	3779	3770	3741	3736	3722			680°
Cy	3924	3990	3900	3878	3839	3877	3829	890°
$(CH^3)^2O$	3940	4030	3926	3910	3867			910°
CH^3AzH^2	4023	4044	3939	3914	3870			985°
SO^2	4025	4010	3915	3890	3850	3903	3845	985°
$(CH^3)^3Az$	4043	4412	4197	4141	4048			1000°
$(CH^3)^2AzH$	4052	4218	4064	4013	3955			1010°
CH^4	3683	3695	3687	3683	3680			290°
C^2H^6	3772	3852	3798	3790	3766			630°
AzH^3	3991	3862	3808	3810	3786	3802		910°
CH^3Cl	4028	4031	3925	3914	3870			945°
PH^3	3774	3791	3758	3752	3737			685°
H^2S	3885	3822	3784	3772	3756			820°
Cl	3965	3910	3870	3832	3808			950°

5° *Comparaison avec les résultats des meilleures déterminations.* — Les divers coefficients inscrits dans le tableau ci-dessus, à part ceux

[1] En réalité, pour ces deux gaz, dont la pression critique est faible, le terme en u est < 0, en même temps que z est sensiblement nul à 100°. Il en résulte que $\alpha > \beta$, comme pour l'hydrogène; mais la différence est très faible.

[2] Les coefficients de l'hydrogène sont calculés au moyen d'éléments moins certains que ceux des autres gaz. Ils paraissent un peu forts; mais ils deviendraient tout à fait acceptables si l'on adoptait pour le gaz parfait 366.10^{-5} au lieu de 3663.10^{-6}.

de la première colonne, sont relatifs à la pression soit constante, soit initiale, de 76 centimètres. J'en ai rapproché les nombres de Regnault relatifs à sept gaz, et celui de M. P. Chappuis relatif à l'ammoniac. Les difficultés particulières présentées par ce dernier, et les hypothèses faites à son sujet, pouvaient faire présager un écart beaucoup plus considérable, et j'ai été très satisfait de la concordance.

Parmi les nombres de Regnault, les uns s'accordent avec les miens, soit parfaitement, soit d'une manière satisfaisante ; les autres présentent des écarts notables.

Je crois établir que ces écarts sont dus principalement aux erreurs expérimentales de Regnault, en comparant par exemple nos résultats relatifs à l'anhydride carbonique à ceux de M. P. Chappuis.

J'ai calculé à cet effet les coefficients moyens α et β de ce gaz entre 0° et 100° sous la pression (soit constante, soit initiale) de 1 mètre de mercure. Il suffit pour cela de faire $t = 100$ et de donner à e la valeur convenable dans les formules (31) et (33 *bis*).

Voici les nombres à comparer :

Coefficient $\times 10^6$	Calculé	P. Chappuis	Regnault
α	3744	3701	3724
β	3728	»	3742

Remarque. — Tout commentaire serait superflu. Je tiens seulement à dire que je ne me fais pas d'illusion sur la valeur de mes formules en y, z et u, qui ont servi de base à ce calcul. Outre leur caractère purement empirique, elles ont actuellement le défaut de reposer sur l'emploi d'une échelle thermométrique arbitraire, dont le rapport avec l'échelle normale est inconnu : cette échelle est définie par les valeurs assignées aux températures critiques des divers gaz d'après les expériences qui ont semblé les meilleures à ce jour. Les pressions critiques interviennent d'une manière analogue.

L'accord remarquable de mes nombres calculés avec les résultats expérimentaux de M. Chappuis me permet seulement de croire que la plupart de mes coefficients sont approchés à un millième près de leur valeur (précision déjà bien difficile à atteindre expérimentalement) et que mes formules conduiraient à des résultats aussi exacts que les meilleures expériences, si les coefficients en étaient déterminés au moyen de données critiques mieux connues et rapportées au thermomètre normal.

6° *Formules de dilatation.* — A titre d'exemple, j'ai calculé les

formules de dilatation à partir de 0° sous la pression constante de 76 centimètres des anhydrides carbonique et sulfureux. Il suffit à cet effet de donner à t successivement plusieurs valeurs convenablement choisies dans la formule (31).

J'ai constaté qu'une formule à trois termes ne suffit pas à représenter la dilatation de — 50° pour l'un et 0° pour l'autre jusqu'à 200°, avec la précision que comporte le calcul. Les formules suivantes, à quatre termes, donnent satisfaction dans ces limites, et c'est tout ce que l'on demande en général à des formules empiriques.

$$(35) \quad \begin{array}{ll} CO^2: & 10^6.\alpha = 3751 - 0{,}477.t + 29.10^{-4}.t^2 - 83.10^{-7}.t^3 \\ SO^2: & 10^6.\alpha = 4010 - 1{,}86.t + 78.10^{-4}.t^2 - 12.10^{-6}.t^3 \end{array}$$

Mais elles n'indiquent pas le *minimum* par lequel passe (du moins en général) le coefficient α_0^t, au voisinage de la température τ, en vertu de l'observation suivante :

Remarque. — A 0° le gaz qui aurait pour point critique 93° suivrait la loi de Mariotte sous la pression π centimètres [1]. Son coefficient de dilatation α_0 serait donc égal dans cette condition à celui du gaz parfait. La formule (32 *bis*) donne en conséquence :

$$\frac{\partial y}{\partial \chi} = 0 \qquad \text{ou} \qquad \frac{\partial y}{\partial \Theta} = 0.$$

La courbe (21) en y est donc bien tangente à l'axe des Θ. D'une manière plus générale, on voit de même sur la formule (30) que, si l'on représente les volumes moléculaires à T° sous une certaine pression $\varepsilon\Pi$, en fonction de Θ, la courbe sera tangente à l'axe des Θ au point dont l'abscisse est Θ_1, point critique du gaz qui suivrait la loi de Mariotte à T° sous la pression $\varepsilon\Pi$, car son coefficient δ doit être égal dans ces conditions à celui du gaz parfait $\frac{1}{T}$.

Il en sera de même de la courbe $y = f(\chi)$ pour la valeur $\chi_1 = \frac{\Theta}{T}$.

Conséquence. — Proposons-nous d'étudier la dilatation de 0° à t° sous la pression constante P d'un gaz dont la pression critique est Π.

---

[1] En général $\varepsilon\Pi$; mais on se rappelle que j'ai choisi $\varepsilon = \frac{1}{76}$. Si l'on prenait $\varepsilon \gtrless \frac{1}{76}$, le nombre 93 serait remplacé par un autre plus ou moins voisin (Voir p. 197).

Prenons $\varepsilon = \frac{P}{\Pi}$; l'expression du volume moléculaire de ce gaz en particulier ne contiendra pas de termes en x et u (les coefficients de l'expression de y seront d'ailleurs modifiés). L'équation (29) se réduit à :

$$(36) \qquad \alpha_0^t = \frac{1}{273}\left[1 - \frac{\chi_0}{\varphi_0}\frac{\varphi - \varphi_0}{\chi - \chi_0}\right] = \frac{1}{273}\left[1 + \frac{\chi_0}{10^4 - y_0} \cdot \frac{y_0 - y}{\chi_0 - \chi}\right].$$

Si l'on fait augmenter t, c'est-à-dire diminuer χ, le coefficient angulaire $\frac{y_0 - y}{\chi_0 - \chi}$ diminue. Le coefficient α_0^t diminue donc bien en général à mesure que t augmente, comme on le sait depuis Regnault.

Mais, lorsque l'extrémité mobile de la corde, après être passée par le point d'inflexion de la courbe $y = f(\chi)$, se dirige vers le point figu-

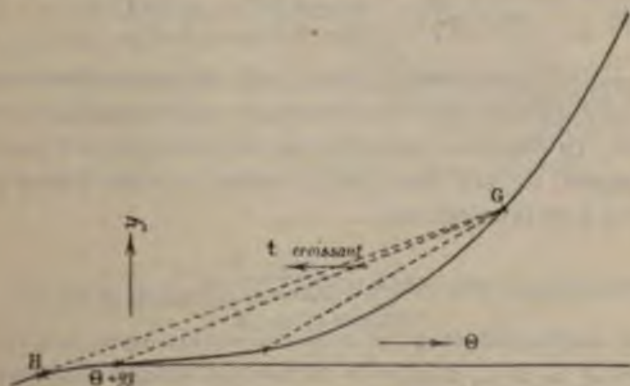


Fig. 6.

ratif H de l'hydrogène (*fig.* 6), le coefficient angulaire passe par un minimum [1], et il en est de même de α_0^t. La température pour laquelle a lieu ce minimum est un peu supérieure à τ. On obtiendra donc la valeur minima de α_0^t, à très peu près, quoique par excès, en faisant dans la formule (36) : $y = o$, et $\chi = \frac{\Theta}{273 + \tau}$, c'est-à-dire $\chi = \frac{93}{273} = 0,34$.

---

[1] En réalité je ne connais que le point H sur cette portion de courbe dont les ordonnées sont < 0. Il se pourrait que le *minimum* n'existât que pour les gaz dont le point critique serait au-dessous d'une certaine valeur Θ_1. Pour les autres α_0^t tendrait vers une *limite* peu différente de la valeur α_0^τ.

On obtient ainsi :

$$(37) \qquad \alpha_0^{\tau} = \omega\left[1 + \frac{\Theta}{\Theta - 93}\cdot\frac{y_0}{10^4 - y_0}\right],$$

ω étant le coefficient du gaz parfait, que j'ai déjà supposé égal à $\frac{1}{273}$.

De même, on trouve aisément, au moyen des formules (27 *bis*), (28 *bis*) et (30), que le *coefficient vrai* α_t a pour valeur :

$$(38) \qquad \alpha_t = \frac{1 + t.\,\alpha_0^t}{1 + t\omega}\,\omega\left[1 - \frac{\chi}{\varphi}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial\chi}\right].$$

Comme $\frac{\partial\varphi}{\partial\chi}$ est toujours $\leqq 0$, et que $\alpha_0^t > \omega$, on voit que $\alpha_t > \omega$, quel que soit t.

On peut mettre aussi α_t sous la forme

$$(38\,bis) \qquad \alpha_t = \omega\left[1 + \frac{y_0 - y}{10^4 - y_0}\right]\left[1 - \frac{\chi}{\varphi}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial\chi}\right].$$

La première parenthèse augmente, mais de plus en plus lentement quand on s'approche de la température τ, pour laquelle elle est stationnaire. La deuxième passe par un minimum égal à 1 pour cette même valeur. On voit donc que α_t passe en même temps par un minimum dont la valeur est :

$$\alpha_t = \omega\left[1 + \frac{y_0}{10^4 - y_0}\right] = \frac{\omega}{\varphi_0}.$$

Ainsi, contrairement à l'opinion qui semble assez générale, les coefficients α_t et α_0^t définis de la manière usuelle n'ont pas pour *limite* ω. Le coefficient vrai, qui s'en approche le plus, ne descend pas au-dessous de 368.10^{-5} pour l'anhydride carbonique, ni de 375.10^{-5} pour l'anhydride sulfureux sous la pression atmosphérique ($\omega = 3663.10^{-6}$).

Le coefficient $\delta = \frac{1}{v}\frac{\partial v}{\partial t}$ (formules 27 *bis* et 30) prend seul pour tous les gaz, au moment où ils suivent la loi de Mariotte, la valeur qui convient au gaz parfait : $\left(\frac{1}{T} = \frac{1}{273 + \tau}\right)$; mais cette valeur n'est pas commune à tous les gaz.

Revenons maintenant à nos formules de dilatation. Si, comme il semble, le minimum de α_0^t n'est pas suivi d'un maximum, la dérivée des expressions (35) doit être de degré impair, et ces formules elles-

mêmes du quatrième degré au moins. Je n'insiste pas sur l'application, qui ne présente aucune difficulté.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Dans ce travail j'ai établi, sous le nom de *loi des volumes moléculaires*, une loi limite destinée à remplacer le principe très vague d'Avogadro-Ampère. Cette loi s'applique non à l'ensemble des gaz, mais à des groupes qu'il m'a été possible de distinguer par l'étude de la compressibilité.

J'ai appliqué cette loi au calcul des densités et des coefficients de dilatation d'un grand nombre de gaz.

Chaque fois qu'une détermination expérimentale précise a été exécutée, elle s'est trouvée d'accord avec mon calcul, ce qui confirme le principe des *états correspondants* sur lequel je me suis appuyé.

J'ai entrepris une série d'applications, dont quelques-unes ont déjà fait l'objet de communications à l'Académie des Sciences : étude des vapeurs saturantes, des vapeurs anomales, de la dissociation et de la polymérisation dans les gaz, des chaleurs spécifiques des gaz, de la vitesse du son, etc. Je compte donner bientôt ici même quelques développements sur plusieurs de ces questions.

SUR LES FRANGES DES CAUSTIQUES ET LES ARCS SURNUMÉRAIRES DE L'ARC-EN-CIEL [1];

Par M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

Le but de ce travail est de montrer que les franges des caustiques et les arcs surnuméraires de l'arc-en-ciel peuvent être considérés comme de véritables franges d'interférence [2] se produisant dans des conditions toutes particulières : le dédoublement de l'onde résulte en effet de sa forme même ; cette onde est repliée sur elle-même, de manière à présenter deux nappes réunies par une arête de rebroussement, et c'est du passage successif de ces deux nappes en chaque point de l'espace que résultent les phénomènes étudiés.

---

(1) Résumé d'un mémoire publié dans les *Annales de la Faculté des Sciences de Marseille* (1898).

(2) MASCART, *Traité d'Optique*, t. I, p. 398.

I. *Franges des caustiques.* — Soit une onde lumineuse non sphérique. Les normales ou rayons lumineux enveloppent deux nappes de la surface caustique, dont chacune est le lieu de l'une des deux lignes focales correspondant à chacun des éléments en lesquels on peut décomposer l'onde.

Soit M un point de l'onde ; considérons le plan passant par la normale MO et par la tangente en M à l'une des deux lignes de courbure. Les normales à la surface aux divers points de cette ligne de courbure sont sensiblement situés dans ce plan et enveloppent l'intersection par ce plan de la surface caustique (ligne caustique). L'intersection, par ce même plan, de l'onde passant par le point O de contact de cette ligne caustique avec le rayon MO présentera un point de rebroussement, à savoir le point O lui-même. L'une de ses

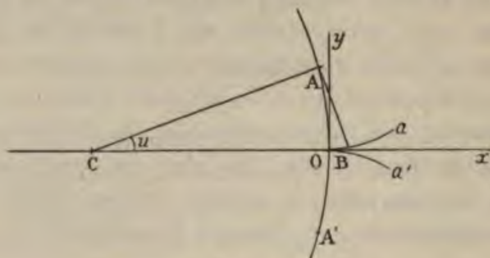


Fig. 1.

deux branches est normale, en effet, aux rayons tels que AB (*fig.* 1), qui ont déjà touché en A la caustique ; l'élément correspondant a son centre de courbure en A, et tourne sa concavité du côté d'où vient la lumière ; l'autre branche, normale aux rayons qui n'ont pas encore touché la caustique, tourne sa concavité en sens contraire.

Prenons pour axes la normale Ox et la tangente Oy à la ligne caustique, dont le rayon de courbure est $OC = \rho$; soit u l'angle ACO. Les coordonnées du point de l'onde passant par O, situé sur AB, satisfont aux deux relations :

$$x = OB = \rho\left(\frac{1}{\cos u} - 1\right) = \rho\,\frac{u^2}{2}, \qquad \frac{dy}{dx} = u.$$

On en déduit, en éliminant u entre ces deux équations et en intégrant :

$$y = \frac{1}{3\sqrt{\rho}}\,(2x)^{\frac{3}{2}}.$$

Imaginons alors que l'on reçoive la lumière sur un écran passant par Ox et normal au plan de la figure. La différence de marche géométrique des deux mouvements vibratoires qui se croisent en B pourra être prise égale à $2y$. Si nous tenons compte, d'autre part, avec M. Mascart, de ce que, des deux ondes qui se croisent en B, l'une seulement, celle qui est en retard, a franchi, en A, une ligne focale et pris une avance de $\frac{\lambda}{4}$, nous voyons que la différence de phase des deux mouvements vibratoires considérés est :

$$\varphi = 2\pi \left[\frac{2}{3\lambda\sqrt{\rho}} (2x)^{\frac{3}{2}} - \frac{1}{4} \right].$$

Considérons, d'autre part, un élément de l'onde, au voisinage de M, limité par deux couples de lignes de courbure ; soient $R\alpha$, $R'\alpha'$, les longueurs de ses côtés, R et R' étant les deux rayons de courbure principaux ($R = MO$). La quantité de lumière $iRR'\alpha\alpha'$ émise par cet élément se répartit, au voisinage de B, sur une aire rectangulaire dont les côtés sont $\alpha \times AB = \alpha u \rho$ pour l'un, $(R' - R)\alpha'$ pour l'autre. L'intensité lumineuse en B, sur l'une ou l'autre onde, est donc :

$$A^2 = i \cdot \frac{RR'}{(R' - R)\rho u} = i \cdot \frac{RR'}{R' - R} \frac{1}{\sqrt{2\rho x}},$$

et l'intensité lumineuse résultante :

$$I = A^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} = i \frac{RR'}{R' - R} \frac{1}{\sqrt{2\rho x}} \cos^2 \pi \left[\frac{2}{3\lambda\sqrt{\rho}} (2x)^{\frac{3}{2}} - \frac{1}{4} \right].$$

Cette expression est de même forme que celle établie par M. Mascart pour l'arc-en-ciel.

II. *Arcs surnuméraires de l'arc-en-ciel.* — Il semble tout d'abord que les arcs surnuméraires de l'arc-en-ciel se produisent dans des circonstances spéciales, à savoir lorsque l'un des rayons de courbure, R, de l'onde primitive, devient infini ; mais, en fait, on doit, par cela même, les observer au moyen d'appareils optiques appropriés, lunette astronomique ou simplement œil, réglés pour l'infini. Or on se trouve, dans ces conditions, observer les franges produites dans le plan focal par l'onde réfractée, dont les deux rayons de courbure sont finis ($R = f$). La théorie et la formule générale ci-dessus leur sont donc directement applicables. Je me contenterai

ici de montrer comment on peut calculer l'une des deux constantes qui figurent dans l'expression de l'intensité, à savoir ρ.

Nous supposerons, pour simplifier, que l'axe optique de l'objectif se confond avec le rayon efficace de Descartes, et prendrons pour plan de la figure le plan d'incidence correspondant, qui contient la courbe méridienne de l'onde d'Airy. L'équation de cette dernière est, comme on le sait :

$$Y = \frac{h}{3a^2} X^3,$$

a étant le rayon de la goutte, et h une constante. Nous désignerons par f la distance focale de l'objectif, et par D la distance, *que nous supposerons tout d'abord finie*, de la goutte à l'objectif.

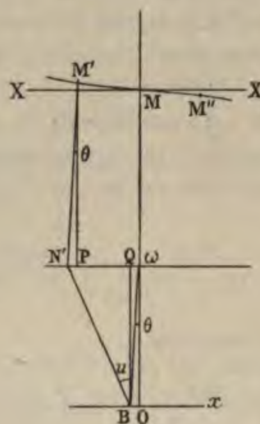


Fig. 2.

L'inclinaison θ (*fig.* 2), sur le rayon efficace, du rayon lumineux M'N' issu d'un point M' de l'onde, d'abscisse X, est donnée par :

$$\theta = \frac{h}{a^2} X^2.$$

Après réfraction en N' ce rayon vient rencontrer le plan focal au point B où ce dernier coupe l'axe secondaire ωB parallèle à M'N'. La distance OB $= x$ est donnée par :

$$x = f\theta = \rho \frac{u^2}{2},$$

ρ étant le rayon de courbure cherché de la caustique, et u l'inclinaison

du rayon réfracté N'B sur le rayon ωO, qui est tangent en O à la caustique. On en déduit :

$$\frac{\rho u^2}{2} = \frac{fh}{a^2} X^2.$$

On a, d'autre part, dans le triangle rectangle N'BQ :

$$u = \frac{NQ}{f} = \frac{X}{f} + \frac{D-f}{f}\theta = \frac{X}{f}\left[1 + (D-f)\cdot\frac{h}{a^2}X\right].$$

En remplaçant u par sa valeur dans l'équation précédente, et en négligeant les termes d'ordre supérieur au second en X, ce qui revient à négliger dans la parenthèse le second terme par rapport à l'unité, on obtient la relation :

$$\rho = 2\frac{f^3 h}{a^2}.$$

L'intensité lumineuse en B est donc donnée en fonction de la distance x de ce point au foyer principal O, par une expression de la forme :

$$I = \frac{M}{\sqrt{x}}\cos^2\pi\left[\frac{4a}{3\lambda\sqrt{h}}\left(\frac{x}{f}\right)^{\frac{3}{2}} - \frac{1}{4}\right],$$

obtenue en remplaçant dans la formule générale ρ par sa valeur ; M est une constante que l'on peut calculer par un mode de raisonnement tout à fait analogue à celui qui a été employé précédemment, en tenant compte de ce que l'onde primitive est de révolution autour du rayon incident passant par le centre de la goutte. On trouve ainsi, Δ étant la déviation minimum, et J l'angle d'incidence correspondant :

$$I = -ia^2\frac{\sin J\cot\Delta}{2f\sqrt{fh}}\cdot\frac{1}{\sqrt{x}}\cos^2\pi\left[\frac{4a}{3\lambda\sqrt{h}}\left(\frac{x}{f}\right)^{\frac{3}{2}} - \frac{1}{4}\right],$$

ou, en fonction de l'angle θ,

$$I = -ia^2\frac{\sin J\cot\Delta}{2f^2\sqrt{h}}\frac{1}{\theta}\cos^2\pi\left[\frac{4a}{3\lambda\sqrt{h}}\theta^{\frac{3}{2}} - \frac{1}{4}\right].$$

Nous avons dû, toutefois, pour établir cette théorie, supposer que la distance D était finie. La formule établie n'en est pas moins générale. En effet : 1° la valeur du coefficient M est indépendante de cette distance ; 2° les deux mouvements vibratoires qui se croisent en un

point quelconque du plan focal se propagent avant réfraction suivant deux directions parallèles ; leur différence de marche est donc indépendante de la distance de la goutte ; 3° quelle que soit cette même distance, sur l'une et l'autre onde, le sens de la convexité demeure inaltéré ; il en est de même, par suite, de la correction introduite par M. Mascart.

III. Le tableau suivant permet une comparaison suffisante des formules d'Airy et de M. Mascart. La variable, dont les valeurs sont inscrites dans la première colonne du tableau, est celle d'Airy, z, définie par :

$$\frac{2}{3\lambda\sqrt{\rho}}(2x)^{\frac{3}{2}} = \left(\frac{z}{3}\right)^{\frac{3}{2}}.$$

Le coefficient numérique de la formule de M. Mascart a été choisi de telle sorte que les intensités correspondant au second maximum, données par les deux formules, deviennent identiques.

z	Formule d'Airy	Formule de M. Mascart	z	Formule d'Airy	Formule de M. Mascart
0,0	0,4426	∞	2,4	0,0137	0,0087
0,2	0,5706	1,4165	2,6	0,0164	0,0224
0,4	0,7063	1,1764	2,8	0,1313	0,1439
0,6	0,8360	1,1315	3,0	0,3172	0,3301
0,8	0,9412	1,1258	3,2	0,5023	0,5097
1,0	1,0008	1,1065	3,4	0,6088	0,6088
1,2	0,9957	1,0438	3,6	0,5855	0,5782
1,4	0,9141	0,9220	3,8	0,4362	0,4254
1,6	0,7577	0,7411	4,0	0,2249	0,2156
1,8	0,5467	0,5199	4,2	0,0513	0,0468
2,0	0,3191	0,2931	4,4	0,0027	0,0047
2,2	0,1205	0,1079			

Si l'on construit les deux courbes (*fig.* 3) dont les abscisses sont les valeurs de Z, et les ordonnées celles des intensités ainsi calculées, la concordance des deux formules devient frappante. Ces deux courbes coïncident presque exactement dès leur premier point de rencontre ($z = 1,46$), et à l'échelle de la figure il devient impossible de les tracer séparément.

IV. Les franges des caustiques, obtenues au moyen d'une lentille (distance focale 30 centimètres, lentille à 60 centimètres de la fente éclairante inclinée de 60° environ sur le faisceau lumineux qui la traverse), ne sont guère visibles *en lumière blanche* que si l'on fait usage d'une lentille achromatique. Elles présentent alors des phéno-

mènes d'achromatisme analogues à ceux que M. Mascart a signalés et étudiés dans le cas de l'arc-en-ciel, mais ils sont plus variés. A une distance d'environ 12 centimètres de la lentille, le bord de la caustique est sensiblement incolore ; la première frange est en même

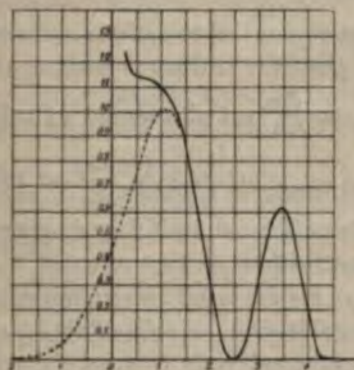


Fig. 3.

temps parfaitement noire. Plus près de la lentille, le bord de la caustique est teinté de rouge; l'achromatisme se produit pour une frange d'ordre d'autant plus élevé que l'on se rapproche davantage de la lentille et qu'en même temps la coloration du bord de la caustique devient plus accentuée. Si on déplace le microscope en sens contraire à partir de sa position initiale, le bord de la caustique se teinte de bleu; les colorations de toutes les franges augmentent peu à peu et celles-ci ne tardent pas à devenir complètement invisibles.

Tous ces faits sont des conséquences de la théorie de l'achromatisme due à M. Cornu et des formules générales que j'ai établies dans un précédent travail [1]. On a en effet, dans le cas actuel, en transportant l'origine en un point situé dans l'ombre géométrique, à une distance x_0 de la limite de réflexion totale correspondant à la radiation λ :

$$\delta = \frac{\varphi\lambda}{2\pi} = A\,(x - x_0)^{\frac{3}{2}} - \frac{\lambda}{4}.$$

L'abscisse x_1 de la frange achromatique est donnée par :

$$x_1 - x_0 + \frac{3}{2}\lambda\,\frac{dx_0}{d\lambda} = 0,$$

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 251 ; 1894.

équation dans laquelle on doit remplacer x_0, $\frac{dx_0}{d\lambda}$ et λ par leurs valeurs qui correspondent à la radiation la plus intense du spectre. Si le bord de la caustique est teinté de rouge, $\frac{dx_0}{d\lambda}$ est négatif; la distance $x_1 - x_0$ de la région achromatique au bord de la caustique (pour le jaune) est positive; elle correspond à une frange d'ordre d'autant plus élevé que $\frac{dx_0}{d\lambda}$ est plus grand en valeur absolue. Si le bord de la caustique est teinté de bleu, $\frac{dx_0}{d\lambda}$ est positif, $x_1 - x_0$ est négatif: l'achromatisme se produirait dans une région où les franges n'existent pas; toutes les franges sont colorées.

De ce même travail résulte le fait suivant qui m'a paru susceptible d'une intéressante vérification expérimentale, grossière, il est vrai. Dans le cas actuel le nombre de franges discernables en lumière blanche doit être $\frac{3}{2}$ fois plus grand que dans un phénomène d'interférence normal, c'est-à-dire dans lequel n'intervient aucun phénomène de dispersion.

Produisant, au moyen d'une même source blanche, à la fois les franges des miroirs de Fresnel et celles des caustiques dans les conditions indiquées, j'ai fait compter par cinq observateurs *non prévenus* les franges discernables dans les deux appareils, à partir de la frange achromatique ou centrale. Le rapport des nombres obtenus a varié suivant l'observateur de 1,40 à 1,80; la moyenne de ces rapports a été trouvée égale à 1,524.

INFLUENCE DE LA LONGUEUR DES AIMANTS SUR L'INTENSITÉ MOYENNE D'AIMANTATION;

Par M. P. MORIN.

Dans un fil d'acier de 2 millimètres de diamètre, trempé et recuit au bleu, j'ai découpé des tronçons ayant les longueurs suivantes : 1, 2, 4, 8, 16 et 24 centimètres. Le rapport de la longueur au diamètre varie donc de 5 à 120.

Ces divers tronçons, ou aiguilles, ont été aimantés à saturation par leur passage, successif et répété, dans une bobine magnétisante d'un

diamètre intérieur égal à 3 millimètres, d'une longueur de 50 centimètres et portant deux couches de fil de cuivre de $0^{mm},5$ de diamètre ; le courant était suffisant pour échauffer fortement le conducteur ; il devait être environ de 2 ampères (je ne l'ai pas mesuré).

J'ai détaché de la chaîne formée par mes diverses aiguilles, d'abord l'aiguille de 1 centimètre, et l'ai fait osciller pour déterminer la durée d'une oscillation. J'ai opéré ensuite de même sur les autres aiguilles. D'autre part, je les ai toutes trempées dans la limaille pour voir sur quelle longueur elles attachent sensiblement les menus fragments de fer. J'ai enfin calculé les intensités moyennes d'aimantation. Ces divers résultats sont consignés dans le tableau ci-dessous.

Longueurs des aiguilles, en centimètres	1	2	4	8	16	24
Durées de l'oscillation simple, en secondes	$\frac{10}{9}$	1,6	2,1	2,5	3,37	4,64
Longueur attachant la limaille	tout	tout	tout	tout	8	8
Intensité moyenne d'aimantation en C. G. S.	27,54	53,1	123,3	348,2	765	907

La courbe I (*fig.* 1) ci-jointe représente la relation qui existe entre

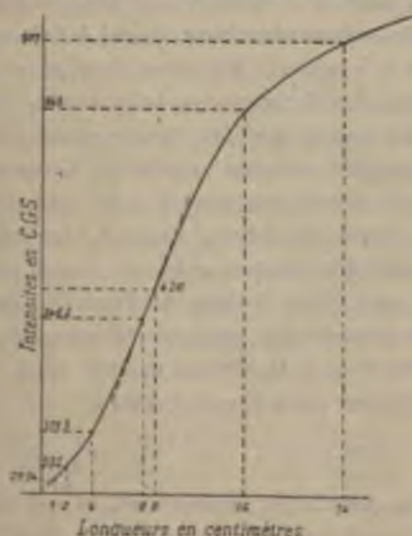


Fig. 1.

la longueur des aiguilles et leur aimantation moyenne. Cette courbe

présente un point d'inflexion dans le voisinage du point correspondant à l'aiguille de 8 centimètres; le point d'inflexion correspondrait assez exactement à une aiguille de 9 centimètres et à une intensité d'aimantation de 420 C. G. S. On voit donc que l'intensité d'aimantation augmente toujours avec la longueur ; mais, tandis qu'elle augmente plus vite que celle-ci pour des longueurs inférieures à 9 centimètres, elle augmente moins vite au-delà de cette longueur.

On voit aussi que toutes les aiguilles de longueur inférieure à 9 centimètres attachent la limaille partout, et que les aiguilles plus longues l'attachent seulement sur 4 centimètres environ à chaque extrémité (20 fois le diamètre). Ces faits sont connus depuis Coulomb ; on en peut donner l'interprétation suivante : les longues aiguilles possèdent une zone uniforme sur laquelle il n'y a pas de masses magnétiques libres, ce qui ferait que la limaille n'est pas attirée ; dans les régions terminales, l'intensité d'aimantation décroît depuis la zone uniforme jusqu'au bout, en sorte que des masses libres apparaissent progressivement, qui attirent la limaille.

Hypothèses. — Sans se préoccuper de savoir si cette interprétation est exacte, on peut remarquer que dans les longues aiguilles les zones terminales *paraissent identiques*, et *il est probable que les zones moyennes sont elles-mêmes identiques, quant à l'aimantation ;* elles ne diffèrent que par la longueur. S'il en est ainsi, nous pouvons diviser, par la pensée, une aiguille longue en trois parties : la zone centrale, d'aimantation uniforme et maxima, les deux zones terminales, d'aimantation décroissante vers les extrémités. Le moment total d'une aiguille doit être la somme des moments de ces parties. Or les parties terminales, étant les mêmes partout, interviennent toujours pour une même part dans le moment total ; si ces parties terminales sont identiques aux deux moitiés de l'aiguille de 9 centimètres, nous aurons le moment des parties uniformes dans les grandes aiguilles en retranchant le M_9 de leur moment total. Les aiguilles de 16 et de 24 centimètres nous donnent ainsi :

$$M_{16} - M_9 = 12240 - 3780 = 8460; \quad \text{et} \quad M_{24} - M_9 = 21768 - 3780 = 17998$$

(en ne tenant pas compte du facteur πr^2, ce qui revient à supposer 1 centimètre carré pour la section de nos aiguilles). Or 8460 et 17988 représentent les moments d'aimants idéals (uniformes) de 7 et 15 centimètres de long; il est facile de voir que le rapport $\frac{17998}{8460}$

ne diffère que très peu du rapport $\frac{7}{15}$. Les intensités d'aimantation dans les régions uniformes des longues aiguilles de diverses longueurs sont donc pratiquement égales.

Pour avoir l'intensité d'aimantation dans la partie centrale de l'aiguille de 24, on peut raisonner d'une manière analogue : retrancher M_{16} de M_{24} et diviser la différence par 8 centimètres, longueur de la zone moyenne qui se trouve ainsi en différence :

$$M_{24} - M_{16} = 21768 - 12240 = 9528$$
$$9528 : 8 = 1191.$$

L'intensité d'aimantation maxima dans les longues aiguilles que j'ai obtenues serait donc 1191. Toutefois je dois reconnaître que ces calculs ne donnent qu'une approximation, car il est très possible qu'il y ait de petites différences entre l'état magnétique des aiguilles que je compare ; on sait en effet avec quelle facilité les aiguilles saturées perdent de leur aimantation. Mais la petitesse des écarts que je trouve permet d'admettre les hypothèses précédentes comme justifiées.

Densité magnétique dans la zone uniforme. — Puisqu'un tronçon de 1 centimètre de long et 1 centimètre de section de la zone uniforme a un moment magnétique égal à 1191, c'est que chacune de ses bases porte une masse égale à 1191 ; et, comme les bases ont 1 centimètre carré, la densité est aussi 1191 C. G. S.

Longueur de l'aimant simple équivalent à un aimant réel donné. — Les hypothèses sur la constitution d'ensemble des longues aiguilles étant justifiées, on peut calculer aisément la longueur des aimants simples (idéals ou uniformes), équivalents à nos aimants réels. En effet, si nos aiguilles ont des zones terminales identiques, c'est-à-dire portent des masses égales m, identiquement distribuées, on aurait des aimants simples équivalents par la concentration des masses polaires en deux points convenables, qui seront les centres de moyennes distances des masses réelles au centre de l'aimant. Ces points seront les pôles vrais de l'aimant réel ; ils seront nécessairement entre la limite de la zone uniforme et l'extrémité de l'aimant. Soit x la distance de ces points à l'extrémité voisine ; en représentant par m la valeur des masses polaires, nous devons avoir pour les aiguilles de 16 et de 24 :

$$(16 - 2x)\, m = M_{16} = 12240 \qquad \text{et} \qquad (24 - 2x)\, m = M_{24} = 21768$$

(toujours au facteur constant πr^2 près).

Nous avons ainsi deux équations qui permettent de calculer m et x ; elles donnent par division membre à membre :

$$\frac{16-2x}{24-2x}=\frac{12240}{21768},$$

ou

$$\frac{12-x}{8-x}=\frac{510}{907},$$

d'où l'on tire en définitive :

$$x=2^{cm},86 \qquad \text{et} \qquad 2x=5,72.$$

L'aiguille de 24 va donc nous donner :

$$(24-5,72)\,m=21768$$
$$m=\frac{21768}{18,128}=1191\,;$$

masse égale à celle que nous avons trouvée dans une tranche de la zone uniforme, ce qui pouvait du reste se prévoir.

Position du pôle dans la zone terminale. — Le pôle que nous venons de déterminer se trouve à $2^{cm},86$ de l'extrémité ; la demi-zone terminale étant de $4^{cm},5$, le pôle est donc à $4^{cm},5-2^{cm},86=1^{cm},64$ de la limite de la zone uniforme ; il est donc plus près de celle-ci que de l'extrémité ; or, comme le pôle est le centre de moyenne distance des masses élémentaires par rapport au centre de l'aimant, il s'ensuit qu'il doit y avoir une plus grande quantité de masses libres entre ce pôle et la zone uniforme qu'entre le pôle et l'extrémité, ***résultat tout à fait inattendu et en opposition avec les idées admises d'après les expériences de Coulomb sur la distribution.***

Distribution des masses magnétiques libres dans les parties terminales d'un aimant. — Le résultat inattendu précédent m'a fait émettre une autre hypothèse. L'identité d'aimantation reconnue dans l'ensemble des zones terminales de nos longs aimants ne se poursuivrait-elle pas jusque dans les courts aimants ; en d'autres termes : ***dans toutes nos aiguilles saturées, de même section, l'intensité d'aimantation, par tranches, ne serait-elle pas la même à une même distance des extrémités?*** — S'il en est ainsi, l'on pourra construire la courbe d'aimantation pour une zone terminale entière d'aiguille longue, trouver la distribution des masses libres et calculer la position du centre de

moyenne distance, c'est-à-dire la position du pôle. Si notre hypothèse est exacte, on devra retrouver la même position que par la méthode précédente.

Si l'on retranche le moment de l'aiguille de 8 (M_8), du moment de l'aiguille de 9, on doit avoir le moment du centimètre central dans l'aiguille de 9, et, par suite, son aimantation ; en retranchant M_6, facile à déterminer, d'après la courbe I, de M_8, on aura le moment des 2 centimètres du milieu dans l'aiguille de 8, ou des 2 centimètres qui se trouvent de part et d'autre du centimètre central dans l'aiguille de 9 ; la moitié donnera donc l'aimantation moyenne dans ces 2 centimètres ; on pourra ainsi calculer de proche en proche les aimantations moyennes, supposées, dans divers tronçons d'une zone terminale de longue aiguille.

			Aimantation
1er tronçon	(0cm,5) voisin de la zone uniforme :	$M_9 - M_8 = 995$,	995
2e —	(1) voisin du précédent :	$\frac{1}{2}(M_8 - M_6) = 725,3$,	725,3
3e —	(1) —	$\frac{1}{2}(M_6 - M_4) = 421$,	421
4e —	(1) —	$\frac{1}{2}(M_4 - M_2) = 194$,	194
5e —	(0 ,5) —	$M_2 - M_1 = 76,6$,	78,6
6e —	(0 ,5) terminal	$M_1 = 27,5$,	27,5

La courbe II (*fig.* 2) synthétise l'ensemble de ces résultats [1] ; elle est construite en portant les longueurs de tronçons, quadruplées, en abscisses, et les intensités d'aimantation en ordonnées, à l'échelle de 2 millimètres pour 10 C. G. S., cette courbe, qui a l'allure d'une parabole, permettrait à son tour de construire la courbe de distribution. En effet considérons deux points voisins de la courbe, A et B par exemple, correspondant à deux tranches P et Q, peu éloignées l'une de l'autre ; l'intensité d'aimantation étant 362 en B et 320 en A, une masse magnétique égale à 362 — 320 = 42 devient libre entre les deux tranches considérées. Pour construire la courbe de distribution il faudrait donc diviser la base de la courbe II en un certain nombre de tronçons égaux, déterminer les chutes d'aimantation entre les deux extrémités de chaque tronçon et porter ces nombres en ordonnées sur les milieux des tronçons. On trouve ainsi une ligne presque droite

(1) Les nombres de droite, exprimant des millimètres, correspondent à une courbe.

formant un angle très faible avec l'axe des abscisses. Mais on peut aussi calculer la moyenne distance au centre de l'aimant, ou, ce qui revient au même, à la limite de la zone uniforme des masses ainsi réparties.

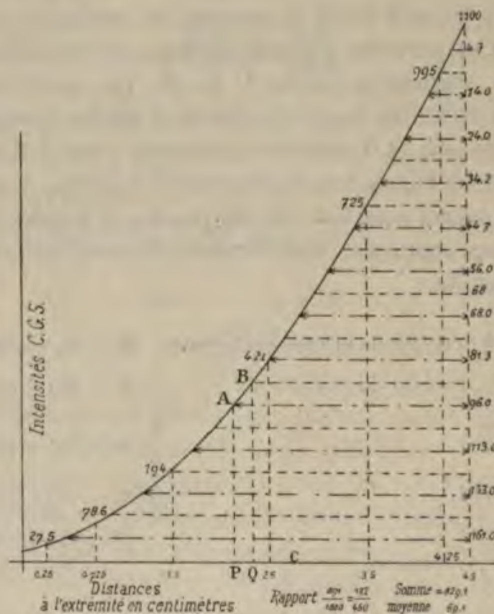


Fig. 2.

Pour cela on divise la hauteur totale de la courbe en un certain nombre n de segments égaux ; on mène des parallèles à la base par les points de division, et la courbe se trouve ainsi partagée en n segments, correspondant chacun à une égale masse de magnétisme libre ; les limites de ces segments permettent de trouver la position des tronçons d'égale charge et, par suite, la distance du centre de chacun d'eux à la limite de la zone uniforme.

Avec une courbe de ce genre, construite avec le plus grand soin, à grande échelle, j'ai trouvé que le rapport de la distance moyenne à la longueur de la zone non homogène serait de $\frac{172}{450}$, nombre très voisin de $\frac{164}{450}$, que donne le calcul de la position du pôle.

Si l'on tient compte des nombreuses causes de petites erreurs que

comporte l'ensemble de ces expériences et calculs, cette presque coïncidence peut être considérée comme une justification de l'hypothèse émise en dernier lieu. Par conséquent, *dans des aiguilles aimantées, de nature et de section identiques, saturées, l'intensité d'aimantation et la densité magnétique sont les mêmes sur les faces terminales, quelle que soit la longueur de l'aiguille; il en est de même dans toute section prise à égale distance des extrêmités.*

SUR LE POINT DE FUSION DE L'ALLIAGE D'ALUMINUIM ET D'ANTIMOINE RÉPONDANT A LA FORMULE AlSb;

Par M. Edm. Van AUBEL.

C'est un fait parfaitement démontré que les alliages sont toujours plus fusibles que le moins fusible des métaux qui les composent. Quelques-uns même fondent à une température plus basse que le plus fusible de ces métaux.

Cependant W. Chandler Roberts-Austen [1] a mesuré avec le pyromètre de Le Chatelier le point de fusion de l'alliage répondant à la formule $AuAl_2$, ou contenant 22 0/0 d'aluminium, et a trouvé qu'il fond entre 1065° C. et 1070° C., c'est-à-dire 25° à 30° au-dessus de la température de fusion de l'or. De faibles quantités d'aluminium ont cependant pour effet d'abaisser le point de fusion de l'or; en-dessous de 1 0/0 d'aluminium, ce point est abaissé pour commencer à s'élever au-dessus de cette limite.

C.-R.-A. Wright [2] a cherché à réaliser les alliages de l'aluminium et de l'antimoine, afin de les utiliser pour les besoins de l'industrie. Il a trouvé que, si l'on met des morceaux d'antimoine dans un creuset contenant de l'aluminium fondu, en agitant la masse, il se forme un alliage qui se solidifie immédiatement à cause de son point de fusion élevé, tandis que le restant demeure à l'état liquide. Cet alliage solidifié correspond à la formule AlSb; il ne fond pas en dessous de 1000° C., ce qui est très remarquable, puisque l'aluminium fond à 600°, et l'antimoine à 440°. Tous les alliages d'aluminium et d'antimoine se désagrègent lentement à l'air.

---

(1) Voir Joseph-W. Richards, *Aluminium*, third edition, p. 502; 1896.
(2) *Journal of the Society of chemical Industry*, juin 1892.
Joseph-W. Richards, *loco citato*, p. 495.

Suivant D.-A. Roche (1), l'alliage répondant à la formule AlSb est absolument infusible aux plus hautes températures que donne le four Perrot et peut être considéré comme un véritable antimoniure d'aluminium. L'air humide, même à froid, l'altère profondément, en donnant rapidement une poudre noire, mais l'air sec à la température ordinaire n'agit pas sur cet alliage.

Il m'a paru intéressant de vérifier cette exception peu connue à la loi générale qui régit les points de fusion des alliages, en mesurant exactement le point de fusion de l'alliage AlSb, réalisé avec des métaux purs. On sait, en effet, que les propriétés physiques et la valeur industrielle de l'aluminium varient considérablement avec la nature des impuretés qu'il contient.

Après les résultats de C.-R.-A. Wright, le seul alliage qu'il m'a semblé utile de réaliser est celui qui répond à la formule AlSb.

J'ai prié M. Heræus, fondeur en platine à Hanau, qui est spécialement outillé dans ce but, de me préparer cet alliage avec les métaux très purs que je lui ai remis et d'en déterminer le point de fusion à l'aide du pyromètre thermo-électrique de Le Chatelier, actuellement étalonné à l'Institut physico-technique de l'Empire allemand.

Qu'il me soit permis d'adresser ici à M. Heræus tous mes remercîments pour sa collaboration.

Les deux métaux pesés sont fondus dans un creuset en graphite contenant déjà du chlorure de sodium en fusion, destiné à les préserver de l'oxydation. Le lingot obtenu après refroidissement est scié et présente deux surfaces dont l'aspect est bien homogène.

Les mesures du point de fusion donnent 1078° à 1080° C. On a mesuré également les points de fusion de divers morceaux d'une même masse, afin de s'assurer de l'homogénéité de l'alliage par la constance du point de fusion.

Quirino MAJORANA. — Sulle cariche elettrostatiche generate dei raggi catodici (Sur les charges électrostatiques produites par les rayons cathodiques). — *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 5e série, vol. VI, fasc. 1, p. 16-22.

L'anode d'un tube à vide est reliée à l'aiguille d'un électromètre Mascart et à une colonne capillaire d'alcool dont l'extrémité est au

(1) *Le Moniteur scientifique* du Dr Quesneville, 4e série, t. VII, 1re partie p. 269; 1893.

sol. Quand le tube est traversé par la décharge d'une bobine d'induction, l'aiguille de l'électromètre éprouue une déviation constante due à une charge électrique, positive dans les conditions de l'expérience. L'aiguille revient au zéro quand la décharge cesse de passer. La charge positive de l'aiguille diminue et peut même s'abaisser au $\frac{1}{8}$ de sa valeur quand on écarte les rayons cathodiques au moyen d'un puissant électro-aimant.

La charge de l'aiguille croît rapidement quand la pression diminue, c'est-à-dire quand la production des rayons cathodiques augmente.

La position de l'anode, qui influe sur la direction des rayons cathodiques [1], modifie aussi leur intensité. En effet : d'un même côté de la cathode, la charge de l'aiguille est d'autant plus forte que l'anode est plus voisine de la cathode, et elle est très différente suivant que l'anode est d'un côté ou de l'autre de la cathode.

Contrairement à ce que pensait Hertz, la production des rayons cathodiques n'est pas indépendante du flux d'électricité entre les deux électrodes. La position de l'anode influe, en effet, sur la production des rayons cathodiques. Pour que des rayons cathodiques émanent d'une région de la cathode, il faut que cette région soit atteinte par le flux d'électricité de la décharge.

G. SAGNAC.

Quirino MAJORANA. — Sulla velocità dei raggi catodici (Sur la vitesse des rayons cathodiques). — *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 5e série, vol. VI, fasc. 3, p. 66.

Un long tube à vide cylindrique est muni de deux anodes annulaires A, A', situées symétriquement de part et d'autre d'une même cathode C. Les rayons cathodiques issus des deux faces de C viennent charger deux disques D, D', situés respectivement au-delà de A et de A', aux deux extrémités du tube cylindrique ; la distance CD est de 13 centimètres ; la distance CD', de 38 centimètres.

La méthode consiste à mesurer la différence des temps au bout desquels les rayons cathodiques, émis à un instant donné, viennent

[1] Quirino MAJORANA, « Sur la déviation électrostatique des rayons cathodiques » (*Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 5e série, t. VI, p. 183).

charger les deux disques D et D′ : pour cela on observe au miroir tournant les étincelles qui se produisent entre un fil *f* de platine, relié au sol, et deux électrodes *e*, *e′*, respectivement reliées aux anticathodes D et D′, et symétriquement placées de part et d'autre de *f*. Le tube à vide est excité par une machine de Holtz donnant 4 ou 5 étincelles par seconde entre ses deux condensateurs; une résistance inductive en dérivation sur le tube rend la décharge plus brusque. Les images des étincelles secondaires entre *f* et *e*, *e′*, observées dans le miroir tournant, peuvent être séparées pour une vitesse convenable du miroir (environ 75 tours par seconde), et l'image correspondant à l'anticathode D′, la plus éloignée de C, est en retard sur l'image correspondant à D ; il y a donc bien un retard appréciable de la charge électrique reçue par D′ sur la charge reçue par D.

Des expériences faites avec une vitesse du miroir de 140 tours par seconde conduisent à 600 kilomètres par seconde pour la vitesse des rayons cathodiques. J.-J. Thomson a antérieurement trouvé 190 kilomètres par seconde [1].

La différence entre les deux résultats s'explique bien par l'existence de plusieurs espèces de rayons cathodiques doués de différentes vitesses de propagation : les images étalées des étincelles dans le miroir tournant avaient $2^{mm},5$ de longueur; elles étaient accompagnées d'une queue lumineuse pouvant avoir jusqu'à 6 ou 7 millimètres de longueur; la queue relative à l'étincelle de décharge de D était plus courte que celle de D′, elle pouvait même manquer tout à fait. Si l'on fait alors le calcul pour l'extrémité de la queue de D′, le retard étant plus grand, on trouve une vitesse plus faible qui est seulement de 150 kilomètres par seconde, inférieure même à la vitesse trouvée par J.-J. Thomson. D'ailleurs, si l'on dévie par un aimant *faible* les rayons qui frappent l'anticathode D′, la queue lumineuse de l'image correspondante disparaît : l'aimant faible a dévié le groupe de rayons cathodiques dont les vitesses de propagation sont les plus faibles [2].

J. Sagnac.

---

(1) *Philosophical Magazine*, t. XXVII, p. 358 (1894); *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 37 (1895). Voir sur la même question : J.-J. Thomson, « Cathode Rays », *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XLIV, p. 293 (1897); *Journal de Physique*, p. 39 de ce volume.

(2) La dispersion des rayons cathodiques dans l'expérience de Birkeland est alors due aux différences de vitesse de propagation des différents rayons cathodiques (G. Sagnac).

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS ;

1896. — Optique.

Aug. CHARPENTIER. — Oscillations rétiniennes consécutives à l'impression lumineuse. — Nouvelle forme de réaction négative sur la rétine. — La réaction négative et le centre de la rétine. — Stroboscopie rétinienne. — Irradiation ondulatoire de l'impression lumineuse. — Les éléments de la rétine vibrent transversalement. — *C. R.*, t. CXII, p. 87, 207, 246, 326, 408 et 535.

La rétine soumise à des excitations lumineuses est le siège de phénomènes oscillatoires rapides (30 à 35 vibrations à la seconde) ; la cessation et la naissance de l'excitation lumineuse provoquent une réaction négative de la rétine que l'auteur a mise en évidence par l'expérience de la *bande noire ;* un secteur blanc, bien éclairé, sur fond noir, tournant avec une vitesse modérée, est regardé par un œil immobile ; il paraît bordé dans le sens de son mouvement par une zone obscure en secteur. Des excitations courtes, de la durée de 1/60 de seconde, déterminent un phénomène rythmique analogue.

Cette réaction oscillatoire qui se produit au début d'une excitation lumineuse ne se propage pas uniformément à toute l'étendue de la rétine ; elle est en quelque sorte polarisée, orientée par rapport à la tache jaune ; elle suit la direction de la ligne reliant au centre physiologique le point excité qu'on appelle le rayon physiologique de la rétine. Ces mouvements ont été mis en évidence par la méthode stroboscopique.

A ce mode de propagation de l'impression lumineuse s'en ajoute un second que l'auteur appelle propagation par *irradiation ondulatoire.* Si l'on contemple, sur un long disque noir, un petit objet bien lumineux en rotation d'abord lente, la tache diffuse qui l'entoure se déplace avec lui, mais elle *change de forme ;* de circulaire elle devient elliptique et s'allonge de plus en plus en prenant des formes complexes, représentant des traînées lumineuses. Cette irradiation se fait de proche en proche, tant que dure l'image persistante ; elle a le caractère ondulatoire et le même rythme que celui déjà reconnu aux oscillations propres de la rétine.

Les traînées lumineuses, pour un éclairage assez intense, sont vues colorées dans l'ordre du spectre.

Pour expliquer l'ensemble de ces faits expérimentaux, l'auteur admet l'existence de vibrations transversales et longitudinales dans les parties terminales des bâtonnets et des cônes ; l'amplitude ne dépasserait pas une dizaine de μ dans chaque sens.

R. Dongier.

Ch. HENRY. — Application à la tachymétrie et l'ophtalmologie d'un mode de production, jusqu'ici inexpliqué, de la couleur. — *C. R.*, t. CXXII, p. 406.

La moitié d'un disque circulaire est noire; l'autre moitié est blanche et présente quatre secteurs de 45°, sur chacun desquels sont tracés trois arcs de cercle concentriques, dont les rayons décroissent de l'un à l'autre secteur. Si ce disque tourne autour d'un axe perpendiculaire à son plan et passant par son centre, les quatre groupes d'arcs concentriques pour une vitesse petite présentent l'aspect de cercles colorés de teintes intenses : rouge, jaune, vert, bleu, pour la rotation dans le sens des aiguilles d'une montre. Les couleurs se renversent si l'on fait tourner le disque en sens contraire.

Ce fait, découvert par M. C. Benham, est expliqué par M. C. Henry en remarquant que la *fovea*, peu sensible pour le vert, est très sensible au rouge, tandis que la périphérie rétinienne, relativement aveugle pour le vert et pour le rouge, n'est sensible qu'au bleu. L'œil tend en effet à suivre la périphérie du disque où la vitesse linéaire est maximum; il met cette image au point sur la *fovea*; donc pour le bord l'impression consécutive pendant le passage du demi-disque noir ne peut être que rouge. De même, pour les arcs des autres secteurs et de moindre diamètre.

R. Dongier.

Ch. HENRY. — Sur la détermination, par une méthode photométrique nouvelle, des lois de la sensibilité lumineuse aux noirs et aux gris. — Sur la relation générale qui relie à l'intensité lumineuse les degrés successifs de la sensation, et sur les lois du contraste simultané des lumières et des teintes. — *C. R.*, t. CXXIII, p. 951 et 1139.

Dans le cas des teintes grises l'auteur conclut que :

1° En faisant varier l'éclairement Q dans le rapport de 1 à 1568, le minimum perceptible varie proportionnellement à l'éclairage ;

2° La plus petite différence μ perceptible pour la teinte q à la-

quelle l'œil est préalablement adapté, est représentée par l'équation $\mu = \mu_0 - aq^m$, μ_0 étant le minimum perceptible dans le cas où l'œil s'est préalablement adapté au noir ;

3° Cette différence μ, qui diminue quand l'œil s'est préalablement adapté aux teintes claires, diminue également dans des limites très étroites de temps (une à dix minutes) proportionnellement au séjour préalable de l'œil dans l'obscurité.

Dans le cas d'un objet lumineux sur fond noir la loi est différente.

R. Dongier.

F.-A. FOREL. — Réfractions et mirages observés sur le lac Léman. — *C. R.*, t. CXXIII, p. 161.

Les *réfractions sur eau chaude* se produisent lorsque l'air est plus froid que l'eau ; elles produisent les mêmes apparences que le mirage du désert.

Les *réfractions sur eau froide* se produisent lorsque l'air est plus chaud que l'eau ; elles éloignent le cercle de l'horizon ; elles permettent l'apparition d'objets qui seraient masqués par la rotondité de la terre.

Entre ces deux types, il existe les apparitions singulières connues sous les noms de *fata morgana*, *fata brumosa* et le *mirage sur eau froide* qui se produit lorsque la température de l'air s'élève progressivement au-dessus de la température de l'eau et qui a les mêmes caractères que les réfractions sur eau chaude.

Ces différentes particularités ont été constatées successivement sur le lac Léman.

R. Dongier.

A. DELEBECQUE. — Sur les réfractions extraordinaires observées aux bords des lacs et connues sous le nom de *fata morgana*. — *C. R.*, t. CXXIII, p. 387.

Les *fata morgana* sont produits dans le cas où une « couche d'air chaud vient se superposer plus ou moins brusquement à une couche d'air froid, et lorsque le calme subséquent de l'atmosphère permet de subsister quelque temps dans cet état ». Ils correspondent à des allongements dans le sens de la verticale des objets situés sur l'autre rive du lac. L'auteur remarque que les conditions thermiques du

mirage sur eau froide sont les mêmes que celles des *fata morgana*, et, dans ce cas, les dimensions verticales des objets éloignés sont considérablement réduites.

Pour expliquer cette anomalie apparente, M. Delebecque a observé ce phénomène avec une lunette puissante et a constaté que les objets n'étaient pas agrandis ; il se produit jusqu'à cinq images superposées du même objet, empiétant les unes sur les autres et produisant l'illusion d'un objet allongé.

R. Dongier.

BERTHELOT. — Sur un arc-en-ciel exceptionnel. — *C. R.*, t. CXXIII, p. 455.

A une heure de l'après-midi, M. Berthelot a constaté l'existence d'un arc-en-ciel dont les particularités : projection sur le sol au-dessous de l'horizon, et succession des couleurs, s'expliquent de la même façon que celles de certains arcs de montagne, en tenant compte à la fois de la hauteur du soleil et de l'élévation de l'observateur au-dessus de la plaine. Mais l'arc principal éprouvait des déplacements et oscillations continuels ; l'angle spécifique a varié entre 1° 13′ et 1° 16′ ; c'est là une valeur notable comparativement à la différence entre l'angle relatif à l'arc ordinaire et l'angle relatif à l'arc blanc, soit 42°-36° qui ne dépasse pas 6°.

R. Dongier.

Ch. FABRY et A. PÉROT. — Mesure des petites épaisseurs en valeur absolue. *C. R.*, t. CXXIII, p. 802.

On produit les franges des lames minces en lumière homogène, et l'on augmente leur netteté en augmentant le pouvoir réflecteur par le dépôt d'une mince couche d'argent. Ce pouvoir réflecteur, égal à 0,75 environ, conduit à la valeur $\left(\frac{1+f}{1-f}\right) = 49$ du rapport des intensités des maxima et des minima. On aperçoit, dans ces conditions, en lumière monochromatique, des franges *brillantes*, *très déliées*, dont le pointé peut se faire avec une grande exactitude. Si la lumière qui éclaire la lame est composée d'un certain nombre de radiations simples, chacune d'elles donnera son système de franges fines sans qu'il y ait confusion entre elles. Si l'on connaît les longueurs d'onde des radiations incidentes, on peut déterminer l'aspect

des franges pour une épaisseur donnée et utiliser ce résultat pour la vérification du numéro d'ordre d'une frange. On a construit des lames prismatiques comprises entre deux lames de verre argentées, dont l'épaisseur en chaque point a été rigoureusement déterminée par ce procédé (voir la note suivante).

Pour mesurer l'épaisseur d'une lame mince, on projette sur la lame à mesurer l'image d'une lame prismatique étalon, d'épaisseur à peu près égale; en lumière blanche, on ne voit en général aucune frange; mais, si l'épaisseur de la partie de la lame étalon projetée sur la lame est peu différente de l'épaisseur correspondante de celle-ci, il pourra y avoir interférence entre les rayons qui, réfléchis deux fois sur la lame étalon, ont traversé directement la lame mince et ceux qui ont subi les modifications inverses. Il y aura une frange blanche aux points pour lesquels les épaisseurs sont égales. Donc la manipulation consiste à déplacer la lame étalon jusqu'à apparition de la frange blanche et à lire le chiffre correspondant.

R. Dongier.

A. PÉROT et Ch. FABRY. — Construction des lames étalons pour la mesure optique des petites épaisseurs d'air. — *C. R.*, t. CXXIII, p. 990.

Deux lames de verre à faces sensiblement planes, ayant 20 centimètres de longueur sur 3 centimètres de largeur et 1 centimètre d'épaisseur, sont légèrement argentées sur une de leurs faces. On arrive à ce résultat en employant le procédé Martin et des solutions plus ou moins diluées.

Une des argentures reçoit dans le sens de sa longueur une division en millimètres recoupée par une ligne médiane; les deux lames sont juxtaposées, les surfaces argentées en regard, en les séparant vers leurs extrémités par deux cales minces, d'épaisseur légèrement différente. On les réunit avec une mince couche de mastic Golaz. Si sur une pareille lame on projette l'image d'une lame analogue A', de manière à réaliser la coïncidence des lignes médianes, il y aura une frange centrale, si $2m$ réflexions sur la lame AA' représentent la même longueur que $2n$ réflexions sur la lame A d'épaisseur e au point où se forme l'image du point A' où l'épaisseur est e'. On a la relation :

$$ne - me' = 0.$$

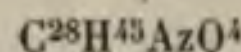
Une fois la lame étalon construite, on la gradue en éclairant avec deux lumières monochromatiques, et l'étude simultanée des deux systèmes de franges permet de déterminer exactement le numéro d'ordre par un procédé analogue à celui de M. Michelson.

R. Dongier.

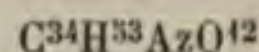
V. AGAFONOFF. — Sur l'absorption du spectre ultra-violet par les corps cristallisés. — *C. R.*, t. CXXIII, p. 490.

A. ETARD. — Le spectre des chlorophylles. — *C. R.*, t. CXXIII, p. 824.

L'auteur a étudié les spectres de deux chlorophylles : la médicagophylle — α


$C^{28}H^{45}AzO^{4}$

et la borragophylle — α


$C^{34}H^{53}AzO^{12}$

en solution dans deux dissolvants : l'alcool à 90°, et le sulfure de carbone pur.

La concentration déplace les bandes d'absorption. Il en est de même de la variation de longueur et de la nature du dissolvant.

Dans le sulfure de carbone les spectres sont particulièrement nets.

R. Dongier.

R. COLSON. — Action du zinc sur la plaque photographique. — *C. R.*, t. CXXIII, p. 49.

Le zinc, décapé avec du papier émeri, abandonné pendant quelque temps à lui-même, mis en contact dans l'obscurité avec une plaque au gélatino-bromure pendant environ vingt-quatre heures, fait apparaître après le développement une teinte d'un gris foncé en face de la partie décapée, d'un gris clair en face des parties encore brillantes, mais non décapées récemment, tandis qu'il ne se produit presque rien en face des parties oxydées. Cette action se manifeste aussi à distance et au travers de certains corps.

R. Dongier.

E. MOUSSARD. — Procédé pour photographier en creux les objets en relief et *vice versa*. — *C. R.*, t. CXXIII, p. 105.

Pour obtenir ce résultat, on prend avec du plâtre l'empreinte de l'objet. On photographie cette empreinte après avoir eu soin : 1° de placer en bas le haut du moulage ; 2° de mettre dans le châssis la plaque de gélatino-bromure, le verre en dessus et la couche sensible en dessous, de manière à obtenir un cliché négatif du moulage, qui lui-même est le négatif de l'objet; puis opérer comme à l'ordinaire.

R. Dongier.

R. DONGIER et G. FRIEDEL. — Mesure de la biréfringence en lumière monochromatique, et observations relatives à la note de M. Dongier. — Réponse à la réclamation de priorité de M. Friedel. — *C. R.*, t. CXXII, p. 306, 1051 et 1194.

Fizeau et Foucault ont remarqué que la lumière rectiligne polarisée à 45° des sections principales d'une lame cristalline parallèle à l'axe et la rencontrant normalement se transforme en lumière elliptique dont les axes sont toujours les bissectrices des axes de la lame. Il en serait de même si la lumière incidente était circulaire. Une lame quart d'onde pour le jaune ayant son axe à 45° de la section principale de la lame cristalline transforme cette vibration en lumière rectiligne, la rotation du plan de polarisation due à la biréfringence est donnée par

$$\Phi = \pi \frac{n' - n}{\lambda} e.$$

La mesure de l'angle θ peut être obtenue par l'extinction de la lumière jaune émergente à l'aide d'un nicol. C'est le procédé qu'a employé M. Georges Friedel.

M. Dongier détermine l'azimut de la vibration à l'aide de l'analyseur à pénombre du type Laurent. Il tient compte de la superposition au faisceau lumineux qui traverse le quart d'onde d'un faisceau de moindre intensité qui émerge après avoir subi deux réflexions normales intérieures. Ce faisceau ajoute à la vibration émergente prévue plus haut une deuxième composante dirigée suivant l'autre diagonale du rectangle circonscrit à l'ellipse. L'erreur ainsi prévue peut atteindre une valeur égale à 2° 6′ sur la mesure de θ; ce qui corres-

pond, dans le cas des expériences de M. Macé de Lépinay [1], à une erreur relative égale à $\frac{1}{6000}$ sur la mesure de $n' - n$. Si l'on tient compte de cette cause d'erreur, la précision de la mesure de θ atteint $\frac{1}{10}$ de degré, et, par suite, celle de la détermination de $n' - n$ atteint $\frac{1}{160000}$.

On voit donc que l'emploi de l'analyseur à pénombre augmente notablement la sensibilité de la méthode classique de Fizeau et Foucault.

CAURO.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e série, t. XLV ; janvier 1898.

NAGAOKA. — Diffraction Phenomena in the focal Plane of a Telescope with Circular Aperture due to a Finite Source of Light (Diffraction dans le plan focal d'une lunette, par une ouverture circulaire, de la lumière émise par une source d'étendue finie). — P. 1.

Le plan de l'ouverture de rayon R est pris comme plan des xy. Si la lumière est émise par un point lumineux situé dans une direction qui fait des angles α et β avec ox, oy, l'intensité de la lumière diffractée dans la direction α', β' est donnée par :

$$\frac{I_1^2(r)}{r^2}, \qquad r = \frac{2\pi\sqrt{(\alpha - \alpha')^2 + (\beta - \beta')^2}\,R}{\lambda},$$

$I_1(r)$ étant la fonction de Bessel de première espèce et de premier ordre.

Si la source, au lieu d'être un point, est une source d'étendue finie, r est fonction de α et β, et l'intensité de la lumière diffractée dans la direction $\alpha'\beta'$ est :

$$\iint \frac{I_1^2(r)}{r^2}\,d\sigma.$$

Si on suppose la source de faible étendue, on voit que $r = \frac{2\pi R A}{\lambda}$, et que $d\sigma$ est proportionnel à $r dr d\theta$ (A = angle des directions α, β

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. IV, p. 159; 1885.

et α', β'), l'intensité est alors:

$$I = K \iint \frac{I_1^2(r)}{r} \, dr d\theta,$$

ou, d'après les propriétés des fonctions de Bessel,

$$= -\frac{K}{2} \iint \frac{d}{dx} [I_0^2(r) + I_1^2(r)] \, dr d\theta.$$

On détermine K en supposant que $I = 1$ pour une source plane indéfinie; alors $K = \frac{1}{\pi}$.

I dépend donc de la valeur de $y = I_0^2(x) + I_1^2(x)$.

On facilite le calcul soit en construisant la courbe

$$y = I_0^2(x) + I_1^2(x),$$

qui se trouve être une courbe analogue à la méridienne du solide de diffraction de M. André, soit au moyen de divers développements en série.

On trouve ainsi que, pour une source circulaire, l'intensité au centre dépend pour ainsi dire uniquement de la portion centrale de la source, comme le montrent les nombres suivants :

r	0	3,83	....	157,86266	∞
I	0	0,83778	....	0,99597	1.

L'intensité au bord intérieur du disque croît à mesure que r croît et tend vers la limite $\frac{1}{2}$.

A l'extérieur de l'image géométrique du disque, l'intensité ne devient pas nulle brusquement, mais garde une valeur appréciable, tout en diminuant rapidement; l'image du disque est par suite un peu élargie.

Dans les applications il est commode de tracer les lignes d'égale intensité : Pour un disque circulaire, ce sont des circonférences concentriques. Si on a plusieurs sources, on obtient l'intensité en un point en faisant la somme algébrique des intensités dues aux diverses sources. M. Nagaoka les a dessinées pour le cas qui se rencontre dans le passage des planètes inférieures sur le soleil, celui d'un disque éclairé, sur le bord duquel se trouve une tache obscure. On

a les lignes d'égale intensité en supposant que la tache est un disque éclairé dont l'intensité est égale et de signe contraire à celle du grand disque. On se rend compte ainsi de la formation du pédoncule qui relie le disque obscur au disque éclairé, lorsque les deux bords deviennent très voisins.

PERREAU.

SUTHERLAND. — Relative Motion of the Earth and Ether (Mouvement relatif de la terre et de l'éther). — P. 23.

Dans la célèbre expérience de MM. Michelson et Morley, un faisceau de lumière est partagé en deux par une glace sans tain, inclinée à 45°. Les deux moitiés du faisceau sont réfléchies par deux miroirs, ramenées sur la glace et renvoyées dans une lunette perpendiculaire à la direction primitive du faisceau. L'appareil étant réglé, les deux faisceaux présentant une différence de marche, on observe dans la lunette des franges d'interférence ; l'un des faisceaux se propage dans une direction perpendiculaire au méridien. Si on fait tourner l'appareil de 90°, un calcul simple montre que la différence de marche des deux faisceaux varie de $2D \frac{v^2}{V^2} = 2S$, et que, par suite, on a un déplacement des franges (D distance de la glace à un des miroirs, V vitesse de la lumière, $v =$ vitesse relative de la terre et de l'éther).

MM. Michelson et Morley ont trouvé que $\frac{V^2}{v^2}$ est plus petit que 10^{-8}.

M. Sutherland pense que ce résultat ne peut être énoncé en toute sécurité que si certaines conditions de réglage de l'appareil se trouvent réalisées :

Pour avoir la position des franges, il remarque qu'on peut partir des deux images de la source données par le système optique.

On a deux plans EF, C'D' faisant entre eux l'angle 2α.

Rien ne dit que le point d'intersection O soit un point tel que les deux rayons lumineux qui partent de ce point soient les deux rayons interférents. M. Sutherland croit qu'il n'en est pas ainsi, et suppose qu'au point O de EF correspond un point O' de C'O', distant de O d'une longueur C.

Par suite de l'entraînement supposé de l'éther, C'D' est déplacé parallèlement à lui-même en CH. Un calcul simple montre alors que les points correspondants, d'où partent deux rayons interférents, se

sont déplacés de

$$\frac{S}{2\alpha} \cdot \frac{2p\alpha}{C - 2p\alpha},$$

p étant la distance du point où on examine le phénomène d'interférence à la bissectrice AB de l'angle D'OF.

Si donc C est grand par rapport à $2p\alpha$, le déplacement réel des franges n'est qu'une faible fraction du déplacement $\frac{S}{2\alpha}$ attendu par MM. Michelson et Morley.

La discussion de cette formule montre que le déplacement observé sera le déplacement $\frac{S}{2\alpha}$ seulement dans deux cas : si les deux images sont telles que le point d'intersection se corresponde à lui-même, ou bien si on observe le phénomène dans la direction de symétrie. Ce sont ces conditions qu'il faut réaliser dans l'expérience de MM. Michelson et Morley, pour obtenir une conclusion certaine.

PERREAU.

Charles-F. BRUSH. — The Transmission of Radiant Heat by Gases at Varying Pressures (Transmission de la chaleur rayonnante par les gaz à différentes pressions). — P. 31.

M. Brush a observé le refroidissement d'un thermomètre dont le réservoir, recouvert d'une couche mince de noir de fumée, se trouvait au milieu d'un ballon de verre de 112 millimètres de diamètre. Ce *grand ballon* pouvait être placé dans une caisse en cuivre, revêtue de feutre et remplie de fragments de glace et d'eau distillée. Il communiquait avec un tube barométrique placé à côté d'un baromètre normal, et, pour l'évaluation des très faibles pressions, on employait une jauge de Mac Leod. Avant de se servir de l'appareil, on le maintenait à la température de 100° pendant plusieurs heures, en y faisant le vide au moyen d'une pompe de Sprengel ; cette précaution fut reconnue nécessaire pour obtenir, aux très basses pressions, des résultats constants. La lunette d'un cathétomètre permettait de suivre la marche du thermomètre et d'observer en même temps un chronomètre. On a construit des courbes en portant en abscisses les pressions, en ordonnées les vitesses de transmission de la chaleur à travers les gaz, la vitesse de transmission étant exprimée par l'inverse du nombre de secondes correspondant à une baisse de température

d'un nombre de degrés donné. Les échelles employées sont choisies de manière à faciliter l'étude des diverses portions de la courbe.

Pour l'air, quand la pression diminue à partir de la pression atmosphérique, la vitesse décroît d'abord régulièrement, moins vite que la pression ; pour des pressions variant de 0,95 atmosphère à 0,0003, la vitesse demeure sensiblement constante, puis descend rapidement, et l'ordonnée à la pression O correspond à la transmission de chaleur par l'éther seul. Les courbes correspondant à des chutes de température de 15° à 10°, de 9° à 6°, de 6° à 4° et de 3° à 2° montrent que la loi de Newton n'est pas applicable. Pour l'oxyde de carbone et l'éthylène, les résultats sont analogues ; pour l'hydrogène, la forme générale de la courbe rappelle celle de l'air, les ordonnées sont beaucoup plus grandes. Ce que ces courbes présentent de plus frappant, c'est que les gaz à des pressions très basses transmettent très rapidement la chaleur. A cet égard, l'hydrogène se comporte d'une façon très remarquable ; à la pression de 26 millionièmes d'atmosphère, il transmet la chaleur aussi rapidement que l'éther seul ; à celle de 76 millionièmes, aussi rapidement que l'air à la pression atmosphérique.

M. Brush a employé aussi un très petit ballon. Dans ces conditions les courbes diffèrent notablement des précédentes ; on peut attribuer les différences à la suppression presque complète des courants de convection. Avec le *petit ballon* l'ordonnée de la pression O est un peu plus faible que pour le grand ballon.

Il y a sans doute, au point de vue de la transmission de la chaleur, une sorte d'*interférence* entre l'éther et le gaz, interférence variant avec la pression, de sorte que, dans la transmission de la chaleur, la part propre de l'éther irait en diminuant un peu pour des pressions croissantes du gaz. Si plusieurs gaz sont mélangés, ils peuvent *interférer* l'un avec l'autre : par exemple, aux environs de la pression atmosphérique, un mélange de 3 volumes d'hydrogène et de 5 volumes d'acide carbonique transmet la chaleur trois fois moins vite que l'hydrogène *seul ;* à pression de un cent millionième d'atmosphère, le mélange transmet aussi bien que l'hydrogène seul, et aux pressions plus basses il transmet mieux.

M. Dufour.

W.-H. MACAULAY. — The Stresses and Deflection of Braced Girders (Forces et flexion d'assemblages de poutres). — P. 42.

La question a été traitée par Maxwell, et les équations de Maxwell ont fourni à l'auteur des résultats généraux pour quelques types simples de systèmes de poutres.

M. DUFOUR.

Henry-A. ROWLAND. — Electrical Measurements by Alternating Currents (Mesures électriques relatives aux courants alternatifs). — P. 66.

M. Rowland indique des méthodes de mesure d'inductances et de capacités, et quelques méthodes de mesure de résistances spécialement applicables aux liquides. Dans quelques-unes d'entre elles, on cherche à annuler le courant dans une branche du circuit. Elles ont l'inconvénient de nécessiter deux réglages souvent simultanés, et, à moins d'employer de très forts courants, elles manquent de sensibilité, puisque la déviation de l'électrodynamomètre est proportionnelle au carré de l'intensité du courant. Aussi M. Rowland propose-t-il des méthodes nouvelles, où l'on cherche à obtenir une différence de phase de 90° pour deux courants passant dans les bobines de l'électrodynamomètre; en faisant circuler dans la bobine fixe un courant assez intense, dans la bobine mobile un faible courant, on obtient une sensibilité bien supérieure à celle des méthodes de zéro.

Pour les mesures d'inductances l'auteur recommande l'emploi des bobines portant plusieurs fils enroulés ensemble ; on peut obtenir différentes inductances en réunissant ces fils de différentes façons ; ainsi, avec deux fils, on peut, suivant le mode de jonction, réaliser des self-inductances égales à $L_1 + L_2 + 2M_{12}$ et $L_1 + L_2 - 2M_{12}$.

Quand on se sert des condensateurs, on est gêné par l'absorption électrique. M. Rowland a trouvé qu'elle peut être représentée par une résistance, fonction de la période du courant et placée sur le circuit du condensateur, et, en développant la théorie de l'absorption électrique donnée par Maxwell, a obtenu des formules donnant la résistance et la capacité d'un condensateur.

Les harmoniques qui accompagnent la période fondamentale du courant alternatif sont une cause d'erreur. Les inductances contenant

du fer, les piles hydro-électriques, les lampes à incandescence, les lampes à arc, etc., introduisent des harmoniques. D'une manière générale, tout circuit contenant des résistances, inductances et capacités agit comme une résistance, une inductance, une capacité variables avec la période du courant. Seules les inductances qui ne contiennent pas de fer et ne sont pas voisines de circuits métalliques fermés, ont une valeur fixe.

A la suite de ces indications générales, M. Rowland donne le détail de vingt-sept méthodes de mesures.

M. Dufour.

A.-A. MICHELSON et S.-W. STRATTON. — A new Harmonic Analyser (Nouvel analyseur harmonique). — P. 85.

L'instrument est destiné à ajouter graphiquement des mouvements harmoniques simples. Chacun de ces mouvements produit par une excentrique est communiqué à une extrémité d'un petit ressort à boudin, et l'amplitude est réglée par la longueur des bras d'un levier B. Tous ces petits ressorts sont, d'autre part, attachés à un levier ayant la forme d'un cylindre creux pouvant tourner autour de son axe. A ce cylindre s'attache aussi un ressort antagoniste dont l'autre extrémité est fixe. Le cylindre prend autour de son axe un mouvement proportionnel à la somme algébrique des mouvements composants, dans les limites où l'allongement d'un ressort est proportionnel à la force qui le sollicite. Ce mouvement résultant est enregistré au moyen d'une tige perpendiculaire à l'axe du cylindre. Pour représenter la suite des termes d'une série de Fourier, les périodes des excentriques vont en croissant comme la suite des nombres entiers. Ce résultat est obtenu en reliant chaque excentrique à une roue portant un nombre convenable de dents; toutes ces roues dentées sont montées sur le même axe.

La machine permet de sommer toute série trigonométrique donnée, et, inversement, de trouver les coefficients de la série de Fourier qui correspond à toute fonction donnée.

L'emploi de la machine pourrait être étendu à la sommation de fonctions plus compliquées que la fonction harmonique simple; il suffirait de remplacer les excentriques par des pièces de métal de profils convenablement choisis.

M. Dufour.

STROUD. — A Telemetrical Spherometer and Focometer (Télémètre, sphéromètre et focomètre). — P. 91.

Dans ce viseur les rayons lumineux émanés d'un point tombent sur deux prismes à réflexion totale A et B dont les faces réfléchissantes sont sensiblement perpendiculaires. Les deux faisceaux réfléchis tombent ensuite sur un double prisme C à réflexion totale qui les dirige dans l'œil de l'observateur. Le pointage est effectué quand les deux images données par les deux systèmes optiques de droite et de gauche coïncident. On y arrive en faisant varier la distance des deux prismes A et B et l'inclinaison de leurs faces réfléchissantes.

Ce viseur peut remplacer les loupes ou microscopes employés dans les mesures des constantes géométriques ou optiques des miroirs et des lentilles.

Pour mesurer le rayon d'*un miroir convexe*, on place sur un banc d'optique le miroir, une fente éclairée et le viseur. On le règle de manière à pointer l'image de la fente donnée par le miroir; puis, en le déplaçant sur le banc, on pointe successivement la surface du miroir et la fente éclairée. On a ainsi les données qui permettent de calculer le rayon du miroir convexe.

La mesure est aussi précise qu'avec le sphéromètre. Pour un miroir concave, comme l'image est réelle, on peut faire pointer le viseur aussi près qu'on veut : on a ainsi une précision plus grande que dans le cas précédent, supérieure à celle du sphéromètre.

M. Strond indique aussi deux manipulations d'étudiants. Devant un miroir convexe il place un miroir plan dont l'arête supérieure est au niveau de l'axe principal du miroir. Il déplace le miroir plan parallèlement à lui-même jusqu'à ce que les images d'une fente lumineuse placée en avant données par le miroir convexe et par le miroir plan coïncident. On détermine ainsi le rayon du miroir convexe. Pour mesurer la distance focale principale d'une lentille divergente, il colle contre une des faces un miroir plan qui ne couvre la lentille qu'à moitié. Il déplace ensuite une épingle jusqu'à ce que l'image donnée par la lentille se superpose à l'image donnée par le miroir plan d'une baguette située très loin devant le système optique.

PERREAU.

John TROWBRIDGE. — High Electromotive Force (Haute force électromotrice). P. 98.

M. Trowbridge a fait des expériences avec une bonne machine rhéostatique Planté, pouvant donner jusqu'à 1.200.000 volts. Il a reconnu que, pour de hautes forces électromotrices, la distance explosive est proportionnelle à la force électromotrice.

John TROWBRIDGE et John-E. BURBANK. — Phosphorescence produced by Electrification (Phosphorescence produite par électrisation). — P. 100.

La fluorine éclairée par l'étincelle électrique, ou soumise à l'action des rayons X, puis chauffée, devient lumineuse. De même, la plupart des substances que la lumière du jour rend phosphorescentes brillent plus vivement quand on les chauffe. « Pouvons-nous en conclure que la phosphorescence produite par la lumière du soleil ou du jour est due à un état électrique que la chaleur dissipe? Cette supposition ne nous paraît pas sans rapport avec la théorie électromagnétique de la lumière, et la phosphorescence peut être une manifestation des tensions électriques qui produisent les phénomènes de la lumière ultraviolette. »

M. Dufour.

J.-Rose INNES. — On the Isothermals of Ether (Sur les Isothermes de l'éther). P. 102.

Les résultats expérimentaux trouvés par Ramsay et Young s'accordent avec la formule

$$p = \frac{RT}{v}\left(1 + \frac{e}{v + k - gv^2}\right) - \frac{l}{v(v+k)},$$

où R, e, k, g et l sont des constantes caractéristiques des gaz :

	Ether.	Isopenthane.
R	840,34	863,56
e	7,485	7,473
k	3,188	3,636
g	4,4539	6,2318
l	5,095,070	5,420,800

Les conclusions générales relatives à l'isopentane, indiquées dans une note antérieure, sont applicables à l'éther.

M. Dufour.

J.-H. MICHELL. — The Wave-Resistance of a Ship (Résistance des vagues d'un navire). — P. 106.

Le but de ce travail est de donner une solution générale du problème des vagues produites par un navire de forme donnée, se déplaçant avec une vitesse uniforme dans un liquide non visqueux, et de déterminer la résistance que les vagues opposent au mouvement du navire. Des tables numériques ont été dressées pour faciliter l'application des formules données à des cas particuliers.

M. Dufour.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXIII, n° 13; 1897 (Optique).

W. KONIG. — Einfache Demonstration des Zeemans Phänomens (Procédé simple pour montrer le phénomène de Zeeman). — P. 268.

Pour montrer le changement de période de la lumière du sodium dans un champ magnétique, M. König utilise, comme je l'ai fait moi-même [1], l'absorption par une seconde flamme au sodium placée en dehors du champ, et convenablement réglée. Cette absorption est supprimée lorsque la période est suffisamment modifiée.

M. König n'a fait l'expérience que perpendiculairement aux lignes de force; dans ce cas la lumière qui réapparaît est polarisée. En observant la lumière émise à l'aide d'un prisme biréfringent ou d'un polariscope de Cavait, on voit en effet que les vibrations perpendiculaires au champ l'emportent de beaucoup sur les vibrations perpendiculaires; ces dernières éprouvent en effet un changement de période nul d'après Zeeman (plus faible seulement d'après M. Cornu).

La première flamme, placée dans le champ, ne doit pas renfermer trop de sodium : quant à la flamme absorbante, M. König la constitue à l'aide de la flamme d'un bec Bunsen renfermant une toile métallique vers la moitié de sa hauteur, et une perle de sel marin

---

[1] *Comptes Rendus* du 29 novembre 1897. Voir des détails sur le sujet dans *l'Éclairage électrique*, t. XIV, p. 405 et suivantes; 1898.

dans la partie inférieure. La partie supérieure de la flamme est alors peu colorée et absorbe énergiquement les radiations de l'autre flamme.

M. König pense que les expériences d'Egoroff et Georgiewsky peuvent ainsi s'expliquer par l'absorption. Il ne connaissait pas le mémoire publié sur ce sujet par Lorentz [1], qui avait déjà montré que la polarisation partielle devient plus marquée quand on fait traverser aux rayons une seconde flamme hors du champ.

A. Cotton.

H.-A. LORENTZ. — Ueber den Einfluss magnetischer Kräfte auf die Emission des Lichtes (Influence du champ magnétique sur l'émission de la lumière). — P. 278-284.

Zeeman a été conduit à sa découverte par l'étude, dans les idées de Lorentz, des mouvements d'un *ion* dans un champ magnétique. Dans ce travail l'auteur précise ses idées actuelles sur le mécanisme d'émission. Il considère les particules lumineuses comme des systèmes déformables, plus complexes qu'un ion isolé ; de sorte que sa nouvelle théorie fait prévoir, pour un même corps, plusieurs raies spectrales, qui pourraient subir, sous l'influence du champ, des changements très variés, différents de ceux observés jusqu'ici, ou même qui pourraient ne pas changer du tout.

Il est difficile de résumer ces calculs en quelques lignes; d'ailleurs ce mémoire a été traduit en français dans le journal *l'Éclairage électrique* (t. XIV, p. 435, mars 1898).

A. Cotton.

O. LUMMER et E. PRINGSHEIM. — Die Strahlung eines « schwarzen » Körpers zwischen 100 und 1.300° C. (Rayonnement d'un corps « parfaitement noir » entre 100 et 1.300° C.). — P. 395-410.

Une enceinte creuse, de température uniforme, est munie d'une petite ouverture à travers laquelle de la chaleur est rayonnée à l'extérieur. On réalise ainsi l'équivalent d'un corps *parfaitement noir* d'après Kirchhoff, le rayonnement ne dépendant plus de la nature des parois.

---

(1) *Académie des Sciences d'Amsterdam*, t. VI, p. 193 (sept. 1897).—Voir sur ce sujet *l'Éclairage électrique*, t. XIV, p. 223, 299, 311 ; 1898.

Les auteurs ont étudié expérimentalement ce rayonnement, en faisant varier la température de l'enceinte depuis 100 jusqu'à 1.300°. Nous renverrons au mémoire pour la manière d'obtenir ces températures et de les mesurer, de même que pour l'évaluation, à l'aide d'un bolomètre, de la chaleur rayonnée. Notons que, pour se mettre à l'abri des variations inévitables du bolomètre, dans de semblables expériences, ils déterminent chaque fois la chaleur rayonnée par une enceinte analogue à une température constante (100°), qui constitue une source de chaleur invariable.

Les résultats sont à peu près représentés par la formule donnée depuis longtemps par Stefan, et d'après laquelle la quantité totale d'énergie rayonnée (l'énergie répartie dans tout l'ensemble du spectre), varie proportionnellement à la quatrième puissance de la température absolue.

En réalité, les résultats expérimentaux indiquent un accroissement un peu moins rapide ; ceci tient peut-être au récepteur qui est un bolomètre dont les lames sont en platine platiné ; MM. Lummer et Pringsheim se proposent de rechercher s'il s'écarte beaucoup d'un récepteur parfaitement noir qui absorberait toutes les radiations.

A. Cotton.

IL NUOVO CIMENTO;

4e série, t. VI ; 1897.

R. FEDERICO. — Un telephone differenziale per la misura delle resistenze degli elettroliti (Un téléphone différentiel pour la mesure des résistances des électrolytes). — P. 161.

Le téléphone différentiel de M. Federico se compose d'une plaque de fer doux et de deux bobines identiques, à noyaux de fer, placées de part et d'autre de la plaque. Si l'appareil est entièrement symétrique, des courants alternatifs de même période, de même intensité et de même phase circulant en sens inverse dans les deux bobines ne donneront à la plaque aucun mouvement vibratoire, tandis que des vibrations se produiront si les intensités des deux courants sont différentes. Tout le système est enfermé dans une caisse close, communiquant avec l'intérieur par deux tubes qui amènent, avec une

grande intensité, le moindre mouvement vibratoire de la plaque aux oreilles de l'observateur.

On voit que l'appareil peut jouer par rapport aux courants alternatifs le rôle d'un galvanomètre différentiel pour les courants continus (avec, comme toujours, la complication supplémentaire tenant à la nécessité de tenir compte de la *phase*).

M. Federico utilise son appareil pour mesurer, par courants alternatifs, la résistance des électrolytes. Sa méthode rappelle tout à fait celle du galvanomètre différentiel pour la mesure des résistances métalliques: les deux circuits téléphoniques sont reliés aux bornes d'un alternateur; l'un des circuits contient la résistance à mesurer, l'autre des résistances étalonnées; toutes deux doivent être dénuées de self-induction. En modifiant la résistance étalonnée, on amène le téléphone au silence; les résistances des deux branches sont alors égales. Préalablement, le téléphone doit avoir été réglé de manière à ce que des courants égaux s'y équilibrent, ce que l'on obtient en faisant varier la distance de l'un des noyaux de fer doux à la plaque vibrante. Nous ferons remarquer que l'on éviterait toute difficulté de ce côté en opérant par *double pesée*.

Comme source de courant alternatif, on emploie soit une pile avec commutateur inverseur oscillant mû par une corde vibrante, soit un commutateur tournant, soit une sorte de bobine de Ruhmkorff lorsqu'on veut un voltage élevé.

La méthode est surtout avantageuse pour les électrolytes; d'après l'auteur, elle serait à la fois plus précise et plus rapide que celle de Kohlrausch. On peut mesurer des résistances depuis quelques ohms jusqu'à des centaines de mille, à la condition de proportionner la résistance des bobines du téléphone et le voltage de l'alternateur à la résistance que l'on veut mesurer. Dans de bonnes conditions la précision atteindrait $\frac{1}{1000}$.

Nous ferons remarquer que l'appareil de M. Federico pourrait rendre des services pour d'autres mesures, par exemple pour la comparaison des coefficients de self-induction.

Ch. Fabry.

GIULIO MILANI. — Influenza del magnetismo sulla conducibilità elettrica delle soluzioni di chloruro di ferro (Influence d'un champ magnétique sur la conductibilité des solutions de chlorure de fer). — P. 191.

M. Neesen[1] a annoncé, en 1884, que la conductibilité des solutions de sels de fer est légèrement modifiée par la présence d'un champ magnétique parallèle à la direction du courant. C'est ce résultat que M. Milani s'est proposé de vérifier. Il est arrivé à un résultat négatif.

L'expérience a porté sur des solutions de chlorure de fer dont la concentration a varié de 5 à 50 0/0, de sulfate de fer à 10 0/0, et aussi de sulfate de cuivre à 12 0/0. La méthode de mesure, que l'auteur décrit longuement, est identique jusque dans ses moindres détails à celle de M. Bouty. L'intensité du champ magnétique n'est pas indiquée. Aucun effet certain n'a pu être observé, mais l'auteur ne donne pas la limite de variation relative de la résistance qui aurait pu être mise en évidence par un appareil.

Nous rappellerons que les expériences de M. Neesen semblent pouvoir s'expliquer par des variations de la différence de potentiel entre le fer et la solution de son sel par l'influence du champ magnétique, et que l'existence de pareils effets a été mise hors de doute par M. Hurmuzescu[2]; au contraire, les expériences de M. Milani sont à l'abri de pareilles causes d'erreur. Peut-être est-ce là la cause du désaccord des deux expérimentateurs.

Ch. Fabry.

T. LEVI-CIVITA. — Sopra una classe de integrali dell'equazione $A^2\frac{\partial^2 V}{\partial t^2}=\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$ (Sur une classe d'intégrales de l'équation). — P. 204.

On se propose de trouver une fonction $V(x, y, t)$, satisfaisant dans tout l'espace à l'équation donnée, nulle à l'infini pour toutes les valeurs de t, et dont les dérivées présentent en tout point Q d'une courbe σ une discontinuité telle que l'on ait :

$$\frac{\partial V}{\partial n}+\frac{\partial V}{\partial n'}=-f(Q,t),$$

(1) *Wied. Ann.*, t. XXIII, p. 482 (1884), analysé dans le *Journ. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 576.
(2) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 118 ; 1895.

$\frac{\partial V}{\partial n}$ et $\frac{\partial V}{\partial n'}$ étant les dérivées de la fonction V prises suivant les normales intérieure et extérieure au point Q à la courbe σ, et $f(Q, t)$ une fonction donnée de t et des coordonnées du point Q de la courbe σ.

L'auteur montre que l'on satisfait à ces conditions en prenant pour V la partie réelle de l'expression :

$$\frac{1}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_{Ar}^{t} f(Q,\ t-\tau)\,\frac{d\tau}{\sqrt{\tau^2 - A^2r^2}},$$

r étant la distance du point x, y au point Q.

Ch. FABRY.

C. CHRISTONI et G.-G. de VECCHI. — Contributio allo studio dei magneti permanenti (Contribution à l'étude des aimants permanents). — P. 216.

Il est utile, dans certains appareils de mesure (par exemple les magnétomètres), d'avoir des barreaux aimantés dont le moment magnétique soit élevé et, autant que possible, invariable. Les auteurs ont étudié à ce point de vue deux aciers au tungstène contenant l'un 6,25, et l'autre 4,15 0/0 de ce métal. Ces métaux paraissent donner de meilleurs résultats que les aciers ordinaires.

Ch. FABRY.

A. GARBASSO. — Sopra un sistema diciclico imperfetto, che representa una copia di circuiti forniti di induzione et di capacità (Sur un système mécanique qui représente les propriétés d'un couple de circuits pourvus de self-induction et de capacité). — P. 260.

Le courant électrique dans un circuit de résistance R et de self-induction L est régi par l'équation :

$$E = \frac{d(Li)}{dt} + iR.$$

Cette équation est analogue à celle du mouvement autour d'un axe d'un corps soumis à une résistance proportionnelle à la vitesse angulaire ; i est alors la vitesse angulaire, E le couple moteur, L le moment d'inertie, iR une résistance proportionnelle à i (par exemple la vitesse angulaire). Un simple volant muni d'ailettes donne une représentation mécanique des phénomènes de self-induction.

Si le circuit est coupé par un condensateur de capacité C, il faut ajouter au second membre de l'équation précédente le terme $\frac{q}{c}\left(\text{avec } q = \int idt\right)$. Dans la comparaison mécanique précédente ce terme correspond à l'introduction d'un couple directeur, qui tend à ramener le système à sa position d'équilibre et qui est proportionnel à l'angle q dont le système a tourné. L'équation est alors celle du mouvement d'une balance de torsion (dont on peut d'ailleurs, comme le fait l'auteur, rendre l'axe horizontal). Le mouvement de cet appareil représente les divers cas de décharge d'un condensateur.

Les cas d'induction mutuelle sont réalisés en ajoutant un second système analogue (avec ou sans torsion, selon qu'il y a ou non capacité) ; le mouvement est transmis de l'un des systèmes à l'autre par un système dont l'inertie représente, à un facteur près, le coefficient d'induction mutuelle.

Nous renverrons au mémoire original pour la description des modèles mécaniques construits sur ces principes.

Ch. Fabry.

G.-P. GRIMALDI et G. PLANTANIA. — Sulla polarizzazione e la depolarizzazione delle lamine metalliche sottilissime (Sur la polarisation et la dépolarisation des lames métalliques très minces). — T. IV, p. 149 ; 1896.

G.-P. GRIMALDI et G. PLANTANIA. — Sulla capacita di polarizzazione delle foglie metalliche sottilissime (Sur la capacité de polarisation des feuilles métalliques très minces). — T. VI, p. 277 ; 1897.

Une curieuse expérience de M. Arons[1] met en évidence, dans un cas particulier, l'influence de l'épaisseur des électrodes sur les phénomènes d'électrolyse : si l'on divise un voltamètre à acide sulfurique dilué en deux parties étanches par une lame d'un métal inaltérable (or, platine), et qu'on amène le courant par deux électrodes plongeant chacune dans un des compartiments, on obtient, ainsi qu'on devait s'y attendre, un dégagement d'oxygène sur l'une des faces de la cloison, et d'hydrogène sur l'autre. Mais, si à la lame de séparation on substitue une feuille très mince, le dégagement gazeux disparaît, ainsi que la force électromotrice de polarisation correspondante. MM. Grimaldi et Plantania ont voulu, par des

(1) *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 169 ; 1882.

expériences directes, mettre en évidence l'influence de l'épaisseur des électrodes sur les phénomènes de polarisation. On a étudié, dans ce but, d'une façon comparative la force électromotrice de polarisation en prenant successivement comme électrodes des feuilles d'or de $0^{\mu},094$ d'épaisseur, et des lames environ mille fois plus épaisses ($0^{mm},09$). Toutes les autres circonstances de l'expérience sont restées, autant que possible, les mêmes. L'électrolyte était une dissolution d'acide sulfurique contenant 10 0/0 d'acide en poids.

L'expérience consiste à fermer sur le voltamètre le circuit d'une pile Daniell par l'intermédiaire d'une résistance connue. Au bout d'un temps connu, le circuit est rompu, et l'on mesure au même instant la différence de potentiel entre les électrodes. La même expérience est faite ensuite dans des conditions identiques sur l'autre voltamètre. La durée de charge a varié de moins d'un millième de seconde (au moyen d'un pendule interrupteur) jusqu'à dix secondes.

Pour les très faibles durées de charge et, par suite, pour de très faibles quantités d'électricité, la différence de potentiel entre les électrodes est plus petite pour les feuilles que pour les lames ; en d'autres termes, la capacité des feuilles est plus grande que pour les lames. On a trouvé, en moyenne, pour des temps extrêmement courts :

Lames....	7,1	microfarads par centimètre carré
Feuilles...	9,7	— —

Ces divergences vont en diminuant à mesure que le temps de charge augmente, et, pour une certaine durée, les deux voltamètres donnent la même différence de potentiel. Pour les durées de charge plus grandes, la différence de potentiel est plus grande pour les feuilles, et celles-ci ont une capacité plus faible. On ne peut rien conclure relativement aux valeurs numériques de ces capacités (sauf pour les durées très faibles), parce que, pendant la charge, le courant va en diminuant, et cela suivant une loi qui n'est pas la même dans les deux voltamètres.

Les auteurs remarquent que les résultats sont beaucoup plus réguliers pour l'or que pour le platine, dont les propriétés électrolytiques varient beaucoup avec l'état de la surface.

Remarquons que les lames employées sont en or pur, et les feuilles en alliage contenant 2,5 0/0 de cuivre (l'or pur ne se laisse

pas battre en feuilles aussi minces). Il est difficile de dire pour quelle part intervient, dans les résultats observés, cette différence de composition.

Ch. Fabry.

MARIO SALA. — Sul coefficient di condutivita esterna dei fili verticali percorsi da correnti (Sur le coefficient de conductibilité externe des fils verticaux traversés par des courants). — T. IV, p. 81.

MARIO SALA. — Temperature ragginte dei fili verticali percorsi da correnti (Température atteinte par les fils verticaux parcourus par des courants). — T. VI, p. 333.

Les expériences ont porté sur des fils de fer et de cuivre, de différents diamètres (de $0^{mm},2$ à 3 millimètres), de 23 mètres de longueur tendus verticalement. Pour connaître la température du fil, on mesure au cathétomètre l'allongement produit par le passage du courant; on a mesuré préalablement son coefficient de dilatation. On mesure, d'autre part, l'intensité du courant, la résistance du fil et son diamètre.

Chaque expérience permet de calculer la valeur du *coefficient de conductibilité externe* (quantité de chaleur perdue par unité de surface, divisée par l'excès de la température ambiante). Ce coefficient reste constant pour un même fil; la loi du refroidissement de Newton reste exacte dans des limites de température étendue.

Pour un même métal ce coefficient augmente à mesure que le fil devient plus fin. Pour le cuivre sa valeur augmente dans le rapport de 1 à 3, lorsque le diamètre du fil passe de 3 millimètres à $0^{mm},2$.

La loi de Newton conduirait à la relation suivante entre l'intensité I du courant, le diamètre d du fil et l'élévation de température θ :

$$I = ad^{\frac{3}{2}},$$

a étant une fonction de θ seulement. Le coefficient de conductibilité externe n'étant pas constant, cette formule n'est pas exacte ; si on veut la conserver, il faut regarder a comme fonction de θ et de d. Des tableaux numériques donnent les valeurs de cette fonction des deux variables et permettent de calculer l'élévation de température dans chaque cas.

ANTONIO et ALBERTO GARBASSO. — Sulla forma della pertubazione in un raggio di luce solare (Sur la forme de la perturbation dans un rayon de lumière solaire). — P. 313.

Un mouvement pendulaire amorti, dont la longueur d'onde serait $1^{\mu},7$, et le décrément logarithmique 3,3, donnerait, au spectroscope, un spectre continu dans lequel la distribution de l'énergie serait assez exactement identique à celle que M. Langley a trouvée dans le spectre solaire.

Ch. FABRY.

Salvino MARUCCI. — Un apparecchio per illustrare la teoria dell' arcobaleno (Appareil pour illustrer la théorie de l'arc-en-ciel). — T. VI, p. 325.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique ;

7e série, t. XIII ; février 1898.

M. BRILLOUIN. — *Les écarts apparents de la loi de Hoske. — Poinçons et couteaux de pendules, chaînes, vis calantes*, p. 231.

M. BRILLOUIN. — *Théorie de la fusion complète et de la fusion pâteuse*, p. 264.

Ch. FABRY et A. PÉROT. — *Mesure du coefficient de viscosité de l'air*, p. 275.

Philosophical Magazine ;

5e série, t. XLV ; janvier 1898 (Voir l'analyse ci-dessus, p. 234).

NOUVELLE MÉTHODE POUR LA MESURE DE L'INTENSITÉ DES CHAMPS MAGNÉTIQUES;

Par M. E. BOUTY [1].

1. — Le phénomène auquel j'ai recours est l'induction réciproque de l'action électromagnétique employée par M. Lippmann dans son galvanomètre à mercure. Un liquide conducteur, qui peut être de l'eau de rivière, s'écoule normalement aux lignes de force du champ à mesurer. On détermine à l'aide de l'électromètre capillaire la force électromotrice induite entre la face supérieure et la face inférieure de la veine. Connaissant le débit, on en déduira l'intensité du champ.

Supposons, pour simplifier, la vitesse d'écoulement uniforme sur toute la section d'une veine rectangulaire d'épaisseur e dans le sens des lignes de force, de hauteur l dans la direction normale, à la fois, aux lignes de force et à la vitesse d'écoulement. On peut assimiler la veine à un élément mobile de conducteur de longueur l. La force électromotrice induite a pour valeur :

$$(1) \qquad E = Hvl,$$

H désignant l'intensité du champ.

Le débit est :

$$(2) \qquad D = evl.$$

On tire de là :

$$(3) \qquad H = \frac{Ee}{D}.$$

Telle est la formule très simple que l'on devra appliquer.

2. — Cette même formule subsiste encore si la vitesse v varie avec deux coordonnées x et y, respectivement parallèles à l'épaisseur e et à la hauteur l, à la seule condition que les électrodes rectangulaires, de longueurs égales ou inégales, occupent toute la largeur e de la veine; il n'est pas nécessaire qu'elles soient placées en face l'une de l'autre.

Pour démontrer cette proposition, nous nous appuierons sur la réciprocité de l'induction et du travail électromagnétique. Considé-

[1] Extrait d'un mémoire plus étendu publié dans *l'Eclairage électrique*, avril 1898.

rons un courant auxiliaire d'intensité totale égale à l'unité, traversant la veine d'une électrode à l'autre. La force électromotrice à calculer est égale au travail électromagnétique exécuté par seconde sur le courant en vertu du mouvement de la veine.

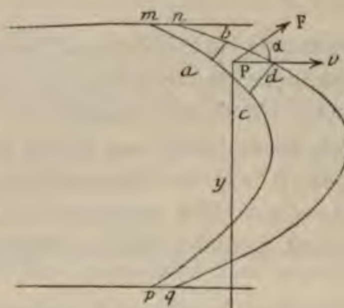


Fig. 1.

Considérons un tube de flux élémentaire *mnpq* (*fig.* 1) allant d'une électrode à l'autre. Soit I l'intensité du courant auxiliaire au point P. Détachons autour de ce point un élément *abcd* du tube, de section dS, de longueur ds. La force électromagnétique F, normale à l'axe du tube, est $HIdSds$ et fait un angle α avec la direction de la vitesse v. L'élément correspondant de travail électromagnétique par seconde est $HIdSdsv \cos \alpha$; ou, en désignant par y l'ordonnée du point P, $HIdSdsv \cos \alpha$. Pour le tube entier, IdS est une constante égale à $I_0 dS_0$: I_0 désigne l'intensité du courant, dS_0 la section du tube au voisinage immédiat de l'électrode. Le travail par seconde relatif au tube entier est donc :

$$d^2E = HI_0 dS_0 \int_0^l v dy.$$

Remarquons maintenant que, d'après les données du problème, les lignes de flux sont des courbes planes parallèles aux faces terminales de la veine. Considérons une tranche d'épaisseur dx et de longueur indéfinie dans le sens de l'écoulement. Soit a la longueur de l'une des électrodes. Le travail par seconde relatif à la tranche entière est la somme des travaux relatifs aux divers tubes contenus dans cette tranche :

$$dE = H \int_0^a I_0 dS_0 \int_0^l v dy.$$

Or, la vitesse v n'étant, par hypothèse, fonction que de x et de y, l'intégrale $\int_0^l v dy$ est constante pour tous les tubes considérés et peut être mise en facteur. D'autre part, la distribution du courant auxiliaire est la même dans toutes les tranches; $\int_0^a I_0 dS_0$ est donc la fraction $\frac{dx}{e}$ de l'intensité totale, supposée égale à 1. Ainsi :

$$dE = \frac{H dx}{e} \int_0^l v dx.$$

Pour avoir E, il suffit maintenant d'intégrer par rapport à x de zéro à e :

$$E = \frac{H}{e} \int_0^m \int_0^l v dy dx. \tag{4}$$

Telle est l'expression de la force électromotrice induite.

D'ailleurs le débit D est, par définition :

$$D = \int_0^m \int_0^l v dy dx. \tag{5}$$

Donc en définitive :

$$H = \frac{Ee}{D}. \tag{3}$$

Nous retrouvons la formule (3) dans des conditions assez générales pour pouvoir en faire usage avec des veines rectangulaires quelconques.

3. — Il reste à savoir quelle relation il y a entre les forces électromotrices induites E et les différences de potentiel V que l'on mesure à l'aide de l'électromètre.

S'il n'y a pas de dérivation extérieure entre les électrodes et qu'on puisse faire abstraction des courants de Foucault, on a évidemment :

$$V = E. \tag{6}$$

On calculerait aisément l'effet d'une dérivation extérieure connue; mais il est plus difficile de tenir compte des courants de Foucault.

Considérons d'abord le cas où la vitesse v d'écoulement est uniforme. Par raison de symétrie, les courants de Foucault devraient avoir même direction et même intensité en tous les points de la

veine, ce qui exige que cette intensité soit nulle. Alors la face supérieure et la face inférieure de la veine sont des surfaces équipotentielles : la force électromotrice induite en chaque point est équilibrée par une force électrostatique égale et contraire provenant de l'électricité distribuée sur ces faces, et l'on a rigoureusement :

$$(6) \qquad V = E.$$

Pratiquement, j'ai employé des veines rectangulaires dans lesquelles les vitesses v ne varient qu'en vertu du frottement contre les parois.

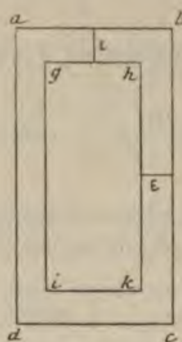


Fig. 2.

Si les deux dimensions l et e du rectangle $abcd$ (*fig.* 2) ne sont pas trop petites, on peut décomposer la veine en deux régions, l'une intérieure $ghki$ dans laquelle la vitesse peut être considérée comme constante, l'autre d'épaisseur ε, au voisinage des parois, où la vitesse décroît rapidement jusqu'à zéro.

Si l'on pouvait supprimer cette couche-enveloppe, on aurait rigoureusement $V = E$. En réalité, avec des électrodes occupant la largeur entière e, on aura toujours $V < E$, mais l'importance relative de la couche perturbatrice diminue toujours quand e augmente, l'inégalité se rapprochera asymptotiquement de l'égalité rigoureuse qui ne sera réalisée qu'à la limite.

Pour transformer en égalité l'inégalité

$$H = \frac{Ee}{D} > \frac{Ve}{D},$$

et réaliser la condition d'égalité limite de E et de V, il suffira d'aug-

menter l'épaisseur e d'une quantité α constante :

$$(7) \qquad H = \frac{V(e+\alpha)}{D}.$$

4. — Pour déterminer la forme de la veine, j'ai employé des ajutages ou cuvettes en ébonite de construction assez robuste pour pouvoir résister, sans fuite latérale et sans déformation, à une charge de 20 mètres d'eau au moins. Deux électrodes de cuivre occupant, sur une largeur de 1 centimètre environ, toute la largeur de la cuvette, arasent exactement la face supérieure et la face inférieure de la veine.

D'après les formules établies ci-dessus, la force électromotrice induite est indépendante de la nature du liquide conducteur. J'ai pris d'abord des solutions concentrées ou étendues de sulfate de cuivre, formant avec les électrodes de cuivre un système impolarisable ; mais, dès les premières mesures, on a pu constater que la valeur mesurée de la force électromotrice correspondant au renversement d'un champ donné se montre rigoureusement indépendante de la concentration du liquide électrolytique ; si bien que, sans rien changer à la disposition de l'expérience, j'ai pu substituer au sulfate de cuivre l'eau même des conduites de la ville ; la facilité des mesures est restée la même. La polarisation des électrodes n'introduit aucune perturbation.

Dès lors, j'ai toujours opéré avec de l'eau. En faisant usage d'un réservoir muni d'un trop-plein et que l'on alimente surabondamment, on obtient des vitesses d'écoulement rigoureusement invariables, et le débit d'une cuvette donnée n'est limité que par la hauteur de chute dont on dispose ; la sensibilité de la méthode est, comme on le voit par la formule (3), proportionnelle à ce débit.

J'ai fait usage de vitesses moyennes variant de 50 centimètres à 17 mètres et vérifié sur un grand nombre de cuvettes, les unes rectangulaires, les autres quelconques, la proportionnalité rigoureuse de la force électromotrice à la vitesse, prévue par la formule (1).

5. — Si l'on ne veut effectuer que des mesures relatives, on pourra donc attribuer à la cuvette qui sert de support aux électrodes telle forme particulière qu'imposeront les circonstances. Une seule précaution est indispensable, c'est l'*isolement rigoureux des électrodes*. La moindre dérivation, se produisant à l'extérieur de la cuvette, serait

nuisible, eu égard à la grande résistance spécifique du liquide qui s'écoule ; elle pourrait altérer notablement les mesures.

6. — Pour faire des mesures absolues, il est nécessaire de savoir jusqu'à quel point les conditions théoriques imposées pour l'établissement de la formule (3) sont réalisées dans la pratique. En particulier, *les vitesses en tous les points de la veine doivent être rigoureusement parallèles*, ce qui ne peut avoir lieu qu'à une distance du tube d'amenée suffisante pour qu'il n'y ait plus de remous. Des expériences de comparaison, faites avec des cuvettes à électrodes multiples, ont montré toute l'importance de cette cause d'erreur dans les cuvettes très plates : ainsi, avec une cuvette de 6 centimètres de haut et de $1^{mm},15$ d'épaisseur, les différences de potentiel obtenues, dans un même champ, pour trois couples d'électrodes placées respectivement à 2 centimètres, 5 centimètres et 8 centimètres du tube d'amenée ont été entre elles comme les nombres 0,7, 0,925 et 1 ; tandis que, pour une autre cuvette de même longueur totale, de 1 centimètre de haut et de $6^{mm},56$ d'épaisseur, munie de quatre couples d'électrodes, les trois couples les plus éloignés du tube d'amenée ont donné des différences de potentiel égales, le premier couple seul, une différence de potentiel inférieure de $\frac{1}{20^e}$.

7. — J'ai aussi comparé les différences de potentiel données, dans un même champ, par toute une série de cuvettes rectangulaires de hauteur et d'épaisseur différentes. Les valeurs du champ calculées par la formule (3) ne sont pas rigoureusement identiques. On rétablit l'égalité en substituant à l'épaisseur e mesurée une épaisseur fictive un peu plus grande, $e + \alpha$ (formule 7). Pour toutes les cuvettes d'épaisseur supérieure à 1 millimètre, j'ai trouvé pour α une valeur identique, $\alpha = 0^{mm},13$; mais pour des épaisseurs moindres il faudrait donner à α des valeurs d'autant plus grandes que l'épaisseur e serait elle-même plus petite.

Des causes multiples suffisent à expliquer ce désaccord apparent de la formule (3) et de l'expérience : courants de Foucault déjà invoqués [1], dérivations extérieures, irrégularités d'épaisseur de la cuvette, influence du tube d'amenée ou de la veine libre, etc. Tout ce que l'on peut dire *a priori* de ces diverses causes, c'est que leur effet relatif sera d'autant moindre que la veine sera plus épaisse et

---

[1] Voir ci-dessus, p. 255.

par conséquent que les vitesses seront plus près d'être uniformes dans toute son étendue, ce qui est bien conforme à l'observation.

8. — Pour déterminer l'épaisseur fictive qui permettra d'appliquer la formule (3) à une cuvette quelconque, rectangulaire ou non, le procédé que l'on doit recommander de préférence consiste à employer un champ d'intensité connue, tel que celui d'une bobine sans fer doux.

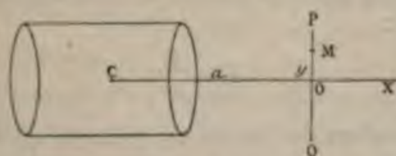


Fig. 3.

Soit PQ (*fig.* 3) la ligne des électrodes de la cuvette disposée perpendiculairement à l'axe COX de la bobine à une distance a de son centre. Au milieu O de PQ, le champ est dirigé suivant OX ; en un point M, à la distance y, très petite, de O, la composante du champ parallèle à l'axe est :

$$X = A_0 + A_2 y^2, \tag{8}$$

par unité du courant, à des quantités près de l'ordre de y^4. A_0 et A_2 sont des constantes connues qui dépendent des dimensions de la bobine et de la distance a [1]. Le champ moyen d'où résulte la force électromotrice est :

$$H = \frac{2i}{l} \int_0^{\frac{l}{2}} X dy = i \left(A_0 + A_2 \frac{l^2}{12} \right) ; \tag{9}$$

Cette formule n'est applicable que si l est notablement inférieure à la plus courte distance d'un point quelconque de PQ à la spire de la bobine la plus rapprochée.

Inversement, on pourra appliquer les formules (3) ou (7) à la mesure de l'intensité d'un courant, en faisant usage d'une bobine et d'une cuvette connues, dont l'ensemble constituera un ampèremètre de nouvelle espèce.

9. — Il reste à indiquer la sensibilité pratique de la nouvelle méthode de mesure. Mon électromètre permet, à la limite, de cons-

(1) Voir Mascart, *Leçons sur l'électricité et le magnétisme*, t. II, p. 110.

tater l'existence d'une force électromotrice de $\frac{1}{20000}$ de volt, et si l'on fait usage de l'inversion du champ, de $\frac{1}{40000}$ de volt ou, en valeur absolue électromagnétique, de $2,5.10^3$ C. G. S.

La plus grande vitesse moyenne que j'ai employée est de 17 mètres, et la cuvette la plus sensible avait 6 centimètres de haut ; d'après la formule (1), on a :

$$H = \frac{E}{vl},$$

et la plus petite valeur du champ magnétique qu'il fût possible de déceler était :

$$H = \frac{2,5.10^3}{1700.6} = 0,25 \text{ C. G. S.}$$

Il ne semble pas qu'il y ait de difficultés sérieuses à aller encore plus loin.

10. — Pour des applications où la sensibilité de la méthode électrométrique paraîtrait exagérée, on pourrait faire usage d'un condensateur de grande capacité que l'on chargerait, à l'aide de la force électromotrice à mesurer, et qu'on déchargerait sur un bon galvanomètre balistique. Avec une capacité *industrielle* de 10 microfarads, la cuvette de 6 centimètres et la vitesse de 17 mètres on mettrait en évidence des champs de 5. C. G. S.

11. — J'indique ailleurs avec quelque détail (1), les applications que j'ai tentées jusqu'ici : graduation d'un ampèremètre, étude de la courbe de saturation d'un électro-aimant, mesure de la quantité absolue de magnétisme et détermination des pôles d'un aimant.

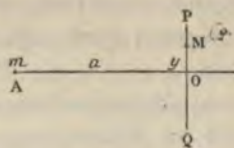


Fig. 4.

Je me bornerai à dire quelques mots de ce dernier problème. Soit un pôle austral, de masse m, placé à la distance a du milieu O de la

(1) *L'Eclairage électrique*, avril 1898.

ligne des pôles PQ d'une cuvette, sur une perpendiculaire à son plan (*fig.* 4). En un point situé à la distance y de l'axe AO, la composante utile du champ est $\frac{m}{a^2+y^2}\frac{a}{\sqrt{a^2+y^2}}$. Le champ moyen utile est donc :

$$H = \frac{2ma}{l}\int_0^{\frac{l}{2}} \frac{dy}{(a^2+y^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{m}{a\sqrt{a^2+\frac{l^2}{4}}}.$$

Quand on a fait usage d'un barreau suffisamment long, disposé perpendiculairement et à peu de distance de la cuvette, le deuxième pôle n'intervient que par un terme correctif peu important. Soit L, la longueur de l'aimant, x la distance d'un pôle à l'extrémité voisine, b la distance de l'extrémité de l'aimant au centre de la cuvette ; on a pour le champ moyen total, avec une approximation suffisante,

$$H = m\left[\frac{1}{(b+x)\sqrt{(b+x)^2+\frac{l^2}{4}}} - \frac{1}{(L+b-x)^2}\right].$$

On fera varier b, et l'on déterminera m et x de façon à satisfaire le mieux possible à l'ensemble des observations.

Je crois devoir citer un tableau d'expériences, à cause de la petitesse des champs moyens étudiés ; on jugera par cet exemple délicat de la précision moyenne des mesures courantes. Le barreau, pris dans une boîte ordinaire d'aimants, avait 35 centimètres de long, 2 centimètres de large et 8 millimètres d'épaisseur. En faisant $x = 2^{cm},65$, $m = 629$ C. G. S., on trouve :

Distances b	Champ moyen H en unités C. G. S. Observé	Calculé	Différence
$0^{cm},35$	48,4	48,7	+ 0,3
0 ,85	35,6	38,3	+ 2,7
1 ,35	31,3	30,7	— 0,6
1 ,85	24,7	25,2	+ 0,5
2 ,35	22,4	20,8	— 1,6
2 ,85	18,7	17,7	— 1,0
3 ,85	12,9	12,9	0,0
5 ,35	8,34	8,66	+ 0,32
10 ,35	3,37	3,24	— 0,13
15 ,35	1,77	1,59	— 0,18

RECHERCHES SUR LES ACIERS AU NICKEL;

Par M. Ch.-Éd. GUILLAUME.

Les curieuses anomalies que présentent les aciers au nickel ont provoqué, dans ces dernières années, de très intéressantes études de la part de MM. J. Hopkinson, H. Le Chatelier, Osmond, A. Le Chatelier et de quelques autres métallurgistes. En dehors des recherches ayant un caractère industriel, on s'est attaché surtout à l'étude des transformations irréversibles découvertes par M. Hopkinson, qui en a décrit les caractères les plus saillants.

Les premières recherches, faites au Bureau international des Poids et Mesures, sur les aciers au nickel furent entreprises par M. Benoît, directeur du Bureau, à l'occasion de la détermination d'une règle à bouts appartenant à la Section technique de l'Artillerie. C'est au cours des mesures de la longueur de cette règle, faites en mars 1895 à des températures un peu différentes, que M. Benoît découvrit que sa dilatation était voisine de celle du bronze. Plus tard, en mai 1896, ayant entrepris de mesurer la dilatation d'une barre d'acier à 30 0/0 de nickel, je la trouvai d'un tiers environ plus faible que celle du platine.

Le premier alliage contenait 22 0/0 de nickel et 3 0/0 de chrome. On pouvait espérer dès lors, en augmentant la teneur en nickel au-delà de 30 0/0, obtenir des alliages à très faible dilatation. L'importance de pareils alliages pour la Métrologie m'engagea à faire une étude plus complète de l'anomalie de dilatation, pour laquelle on ne possédait encore que deux points de repère. Je m'adressai alors à M. L. Dumas, secrétaire général de la Société de Commentry-Fourchambault, qui, d'accord avec M. H. Fayol, directeur général de cette Société, voulut bien mettre à ma disposition tous les alliages nécessaires à cette étude [1].

L'anomalie de dilatation n'est pas isolée ; elle est intimement liée à d'autres propriétés des alliages, dont plusieurs ont été l'objet de quelques recherches. L'ensemble des variations que l'on constate dans

(1) Au cours de ces recherches j'ai été conduit à demander la fabrication de plus de trente nouveaux alliages, qui m'ont tous été fournis à titre gracieux par la Société de Commentry-Fourchambault. Ils ont été préparés dans les aciéries d'Imphy, dirigées par M. Adenot, et livrés en barres forgées de 22 à 24 millimètres de côté et de $1^m,20$ de longueur environ. Tous les alliages ont été analysés, les uns dans les forges de Fourchambault, la plupart dans les aciéries d'Imphy.

ces alliages semble dépendre de transformations analogues à celles que subissent le fer et le nickel lorsqu'ils passent de l'état ferromagnétique à l'état faiblement magnétique. C'est ce qui m'a engagé à faire une étude sommaire de ces transformations.

Propriétés magnétiques. — Pour l'étude des transformations magnétiques, le barreau à examiner était suspendu à une balance en bois et plongeait dans une chaudière en laiton, posée sur une pièce polaire d'un électro-aimant, et remplie, suivant les températures, d'huile, d'eau ou d'alcool. On mesurait la force d'arrachement en même temps que la température du bain. La plupart des mesures ont été faites à température lentement descendante ; quelques-unes ont été répétées à température ascendante.

Ces expériences ont montré qu'au point de vue des propriétés magnétiques les aciers au nickel, ne contenant, en dehors du fer et du nickel, que de petites quantités de carbone, de silicium et de manganèse, se divisent en deux catégories bien distinctes. Les premiers, contenant de 0 à 25 0/0 de nickel environ, et qui semblent compris assez exactement entre les formules Fe et Fe^3Ni, sont irréversibles en ce sens qu'à une même température ils peuvent exister à deux états essentiellement différents, suivant le cycle des températures antérieures ; ils suivent, entre certaines limites de température, même pour de très faibles écarts, des chemins entièrement différents, à température ascendante et descendante.

Lorsque ces alliages sont chauffés, ils perdent leur magnétisme graduellement entre deux températures, qui sont comprises pour tous les alliages entre le rouge naissant et le rouge cerise. Lorsqu'on les refroidit, ils repassent par les mêmes températures sans redevenir magnétiques, et ne reprennent leur premier état qu'à une température inférieure à celles entre lesquelles se produit la perte du magnétisme. Le retour au premier état est graduel, et les températures entre lesquelles il se produit sont d'autant plus basses que l'alliage est plus riche en nickel. Pour l'alliage à 24 0/0, la transformation débute un peu au-dessous de zéro. Le chrome abaisse la température à laquelle se produit le retour à l'état magnétique. L'acier contenant 22 0/0 de nickel et 3 0/0 de chrome (acier NC4 de la Société de Commentry-Fourchambault) reste non magnétique même dans l'air liquide, comme j'ai pu le constater, grâce à l'obligeance de M. le Professeur J. Dewar, qui a bien voulu m'autoriser à en faire l'expérience avec lui.

Les aciers d'une teneur supérieure à 25 0/0 sont réversibles et possèdent, à chaque température, des propriétés magnétiques qui, en première approximation, ne dépendent que de la température actuelle. Toutefois les alliages dont la teneur est très peu supérieure à 25 0/0 se comportent d'une façon un peu différente, après avoir été chauffés ou refroidis ; ils semblent contenir des traces d'un alliage irréversible entre des températures moins distantes que celles entre lesquelles les précédents alliages peuvent se présenter sous les deux états.

Pour les alliages réversibles, la température à laquelle se produit la perte totale du magnétisme est représentée, en fonction de la teneur en nickel, par la formule :

$$\theta = 34{,}1\ (n - 26{,}7) - 0{,}80\ (n - 26{,}7)^2,$$

dans laquelle n indique la teneur en nickel exprimée en centièmes. Cette formule a été établie sur des alliages contenant de 28 à 40 0/0 de nickel (1).

Dilatation. — La dilatation de la plupart des alliages étudiés a été mesurée à l'aide du comparateur du Bureau international. Toutefois il a paru intéressant de pousser les recherches à des températures bien supérieures à celles que permet d'atteindre le comparateur, tout en sacrifiant une partie de la précision des résultats. Pour ces mesures, j'ai employé la méthode des dilatations relatives sous sa forme la plus simple.

Une règle de laiton, munie à l'une de ses extrémités d'une petite réglette à biseau portant une division, est fixée par l'autre extrémité, au moyen d'une forte vis, à la règle dont on veut connaître la dilatation. La réglette empiète sur la règle, qui porte, en regard de la division, un trait servant d'index. Les deux règles sont libres de se dilater, et leurs changements relatifs de longueur sont donnés

(1) Les expériences avec des barreaux courts soumis à un champ magnétique intense et non uniforme avaient donné des efforts d'arrachement à peu près constants jusqu'à une température de 50° environ inférieure à celle de la perte totale du magnétisme. Des recherches entreprises ultérieurement par M. E. Dumont, et dans lesquelles les alliages étaient soumis, sous forme de fils fins, à des champs magnétiques uniformes et peu intenses, ont montré que la perméabilité des alliages irréversibles augmente graduellement lorsqu'on abaisse la température jusqu'à une grande distance du point de transformation totale. La discussion des expériences de M. Dumont conduit à admettre que tous les alliages de la deuxième catégorie possèdent une perméabilité approximativement égale à une même distance de leur température de transformation totale.

par le mouvement de la réglette devant l'index. Les règles sont introduites dans une chaudière verticale en laiton, remplie d'huile et munie d'un agitateur et d'un thermomètre. La chaudière, entourée d'un manchon d'air, est placée sur un fourneau à gaz. On lit, à l'aide d'un micromètre, les déplacements relatifs de l'index et de la division.

Ce procédé a été appliqué à l'étude de quelques alliages irréversibles, dont j'ai déterminé la dilatation après les avoir soumis à une transformation de plus en plus complète. J'ai vérifié ainsi le phénomène signalé par M. A. Le Chatelier, qui a trouvé une dilatation beaucoup plus faible pour un même alliage à l'état magnétique qu'à l'état non magnétique. Les divers alliages que j'ai examinés m'ont permis, en outre, de constater que la transformation est graduelle pour la dilatation comme pour le magnétisme, et qu'un même alliage peut posséder une dilatation quelconque entre deux limites déterminées, suivant son degré de transformation. A l'un des états extrêmes, la dilatation est un peu supérieure à celle du laiton ; à l'autre état, elle est inférieure à celle des aciers ordinaires. Je reviendrai, à une autre occasion, sur l'ensemble des propriétés des aciers irréversibles.

A la température ordinaire, les aciers de la seconde catégorie possèdent une dilatation qui varie d'une manière continue avec la teneur ; pour les plus faibles teneurs, elle est un peu supérieure à celle du nickel, puis elle diminue graduellement lorsque la teneur augmente, passe par un minimum et remonte ensuite. *Les aciers contenant* 35 *à* 36 0/0 *de nickel se dilatent dix fois moins que le platine.* Le tableau suivant contient une partie des résultats trouvés [1].

---

[1] Il serait illusoire de donner des chiffres précis pour des alliages irréversibles susceptibles d'exister à la température ordinaire sous des états différents, puisque leur dilatation dépend de leur degré de transformation. La courbe représentative de la valeur des dilatations en fonction des teneurs présente, si l'on s'en tient à la courbe des alliages refroidis seulement jusqu'à zéro, une partie lentement ascendante jusque vers 20 0/0, suivie d'un brusque relèvement qui atteint son maximum aux environs de 24 0/0. Mais cette dernière partie de la courbe s'abaisse pour faire suite à la première section, si l'on considère les alliages à l'état magnétique.

La dilatation des alliages de la deuxième catégorie dépend non seulement de la teneur en nickel, mais aussi des petites quantités de carbone, de silicium et de manganèse que contient l'alliage ; elle varie avec l'état d'écrouissage et diminue par une trempe à l'eau, qui adoucit beaucoup ces alliages. Le tableau ne contient qu'une partie des résultats trouvés.

Les alliages nos 2, 3, 15, 16, sont certainement irréversibles, mais leur passage

Numéros des alliages	Teneurs pour 100 (Ni)	Coefficients de la dilatation moyenne entre 0° et Θ°
1	0	$(10,354 + 0,00523\Theta)\ 10^{-6}$
2	5	$(10,529 + 0,00580\Theta)$ »
3	19,0	$(11,427 + 0,00362\Theta)$ »
4	26,2	$(13,103 + 0,02123\Theta)$ »
5	27,9	$(11,288 + 0,02889\Theta)$ »
6	28,7	$(10,387 + 0,03004\Theta)$ »
7	30,4	$(4,570 + 0,01194\Theta)$ »
8	31,4	$(3,395 + 0,00885\Theta)$ »
9	34,6	$(1,373 + 0,00237\Theta)$ »
10	35,6	$(0,877 + 0,00127\Theta)$ »
11	37,3	$(3,457 - 0,00647\Theta)\ 10^{-6}$
12	39,4	$(5,357 - 0,00448\Theta)$ »
13	44,4	$(8,508 - 0,00251\Theta)$ »
14	100,0	$(12,661 + 0,00550\Theta)$ »
15	12,2 + 1Cr	$(11,714 + 0,00508\Theta)\ 10^{-6}$
16	16,8 + 1Cr	$(11,436 + 0,00170\Theta)$ »
17	16,2 + 2,5Cr	$(19,496 + 0,00432\Theta)$ »
18	21,3 + 3Cr	$(18,180 + 0,00426\Theta)$ »
19	34,8 + 1,5Cr	$(3,580 - 0,00132\Theta)$ »
20	35,7 + 1,7Cr	$(3,373 + 0,00165\Theta)$ »
21	36,4 + 0,9Cr	$(4,433 - 0,00392\Theta)$ »

En dehors des valeurs tout à fait anormales des dilatations de tous les alliages contenant de 29 à 45 0/0 de nickel, on remarquera que le deuxième terme des formules suit une marche systématique. Très fort pour les premiers alliages réversibles, il diminue ensuite et devient même négatif, passe par un minimum et remonte ensuite vers une valeur nulle. Il existe donc deux alliages, l'un voisin des moins dilatables, l'autre contenant environ 45 0/0 de nickel, pour lesquels la dilatation est constante entre des limites étendues de la température.

Il était intéressant de chercher si la perte du magnétisme correspond à un changement dans la loi de dilatation des alliages réversibles. Dans ce but, la dilatation des alliages les plus importants a été déterminée entre 0° et 220°. J'ai mesuré un grand nombre de différences des deux règles, acier et laiton, à des températures choisies de manière à ce que le phénomène fût suffisamment caracté-

---

à l'état magnétique est presque complet à la température ordinaire. Le n° 17 n'est pas magnétique à la température ordinaire; il passe à l'état magnétique dans l'air liquide d'après une expérience de M. Dewar.

Les limites de validité des formules du tableau dépendent des transformations des alliages, comme il sera dit plus loin.

risé. Pour quelques règles, le nombre des mesures a dépassé 40 ; on s'est contenté d'un nombre moindre d'observations lorsque la loi des dilatations se présentait sous une forme simple. En général, les valeurs trouvées en montant et en descendant ont montré une très bonne concordance. Toutefois la faible conductibilité thermique de la plupart de ces alliages obligeait à attendre un temps prolongé à chaque température avant de commencer les mesures ; lorsque l'observation suivait de trop près l'établissement de la température, la règle d'acier était en retard sur la règle de laiton. Ces mesures, pour lesquelles on chauffait un bain d'huile ayant plus d'un mètre de hauteur, exigaient une surveillance assidue. M. L. Maudet m'a aidé, avec beaucoup de dévouement, dans ces expériences souvent très pénibles.

La différence de longueur des règles en fonction de la température, déduite de ces mesures, commence par une ligne faiblement courbée vers le haut ou vers le bas, suivant les teneurs, conformément à ce qu'ont donné les mesures au comparateur. Puis, lorsque l'alliage atteint la fin de la transformation magnétique, l'inclinaison de la courbe s'accentue beaucoup, et, lorsque l'alliage a passé à l'état faiblement magnétique, la courbe se rapproche d'une droite, mais dont l'inclinaison est beaucoup plus grande que celle du segment inférieur à la transformation.

Il est naturellement assez difficile de déterminer le point exact où la loi de dilatation se modifie ; mais on peut, en s'aidant de constructions graphiques, établir des formules qui, employées successivement entre des limites déterminées, représentent avec une approximation suffisante les dilatations depuis le point de départ. Comme ces formules ne partent pas de 0°, le mode le plus simple de représentation est celui des dilatations vraies. L'ensemble des dilatations vraies pour un même alliage est représenté par trois droites différemment inclinées, et se faisant suite. Le tronçon moyen, correspondant à la fin de la transformation, est de beaucoup le plus incliné.

Voici, à titre d'exemple, quelques-unes des formules trouvées.

Numéros des alliages	Teneurs en nickel pour 100	Limites	Dilatations vraies à Θ°
7	30,4	de 0° à 110°	$[4,570 + 0,0235\ (\Theta - 0)]\ 10^{-6}$
		110° à 164°	$[7,15 + 0,104\ (\Theta - 110)]$ »
		164° à 220°	$[12,60 + 0,008\ (\Theta - 164)]$ »
8	31,4	0° à 122°	$[3,395 + 0,0150\ (\Theta - 0)]$ »
		122° à 182°	$[5,25 + 0,128\ (\Theta - 122)]$ »
		182° à 220°	$[13,00 + 0,036\ (\Theta - 182)]$ »
9	34,6	0° à 142°	$[1,373 + 0,0047\ (\Theta - 0)]$ »
		142° à 220°	$[2,05 + 0,065\ (\Theta - 142)]$ »

Pour les alliages contenant de 39 à 45 0/0 de nickel, je n'ai pas pu atteindre les températures auxquelles la loi des dilatations se modifie. Les formules trouvées par les mesures au comparateur représentent suffisamment les résultats des déterminations faites par ces alliages entre 0° et 220°.

L'alliage contenant 37,3 0/0 de nickel a montré une petite modification de la loi des dilatations déjà avant la fin de la transformation magnétique. On peut, en effet, représenter les mesures entre 0° et 220° par les deux formules suivantes :

de 0° à 150°	$[3,457 - 0,0072\ (\Theta - 0)]\ 10^{-6}$
150° à 220°	$[2,37 + 0,011\ (\Theta - 150)]$ »

Propriétés mécaniques. — Les propriétés mécaniques des aciers au nickel ont été étudiées jusqu'ici surtout en vue de leurs applications industrielles. M. J. Hopkinson a montré que les alliages irréversibles sont beaucoup plus durs et moins déformables à l'état magnétique qu'à l'état non magnétique. La limite de déformation permanente est aussi beaucoup plus élevée au premier état qu'au dernier. Les fils d'acier à 24 0/0 de nickel sont assez semblables à des fils de laiton bien recuit, lorsqu'ils sont à l'état non magnétique, tandis que dans l'autre état ils permettent de faire des ressorts analogues à ceux d'acier trempé.

La densité augmente avec la teneur en nickel, suivant une loi qu'il n'est pas aisé de mettre en évidence. Cependant, si l'on rapporte les densités à ce qu'elles devraient être d'après la loi des mélanges, on trouve un léger excès pour les alliages très dilatables, et un défaut pour les alliages les moins dilatables. Entre 26 et 40 0/0 de nickel, les densités sont toutes comprises entre 8,0 et 8,1 ; la plupart sont supérieures à 80,05.

Les modules d'élasticité montrent une allure plus systématique, comme l'indique le tableau suivant :

Alliages	Modules d'élasticité en tonnes par millimètre carré
5 pour 100 Ni	21,70
15,5 »	19,08
19 »	17,66
24,1 non magnétique	19,31
24,4 magnétique	17,42
26,2 pour 100 Ni	18,54
27,9 »	18,06
30,4 »	15,96
31,4 »	15,54
34,6 »	15,36
35,2 (1) »	14,86
37,2 (2) »	14,61
39,4 »	15,12
44,3 (2) »	16,30
12,2 + 1 Cr	18,97
16,2 + 2,5Cr	19,61
16,8 + 1 Cr	18,25
34,8 + 1,5Cr	15,47
35,7 + 1,7Cr	15,66
36,4 + 0,9Cr	15,67

On voit, en comparant ce tableau avec celui des dilatations, que les plus fortes dilatations correspondent à un maximum relatif du module d'élasticité, alors que les plus faibles se produisent pour les alliages présentant la valeur minima du module. Il est remarquable que des alliages de nickel et d'acier bien homogènes et parfaitement élastiques puissent posséder un module d'élasticité qui est de plus d'un tiers inférieur à celui de la moyenne de ceux des composants.

Dans leur transformation irréversible, les alliages du premier groupe éprouvent aussi une modification importante de leur module d'élasticité. En passant de l'état non magnétique relativement mou et très déformable à l'état magnétique, dur et très élastique, ils subissent une *diminution* du module qui dépasse le dixième de la première valeur.

Le chrome augmente les modules pour les deux catégories d'alliages.

Je reviendrai, à une autre occasion, sur les variations qu'éprouve

(1) Moyenne de dix règles.
(2) Moyenne de deux règles.

le module sous l'action de la température dans les divers alliages étudiés.

Déformations permanentes. — Les transformations des aciers au nickel permettaient de prévoir une certaine instabilité dans leurs propriétés. On a trouvé, en effet, que, sous l'action du temps, et plus encore par l'effet du recuit, ces alliages subissent des variations de dimensions qui, pour quelques-uns d'entre eux, sont assez importantes.

Les alliages du premier groupe, chauffés au-dessus de la température à laquelle ils ont subi une augmentation de volume, se contractent légèrement, accusant un léger retour en arrière avant la transformation inverse qui se produit au rouge.

Les alliages de la seconde catégorie, au contraire, s'allongent sous l'action de certains recuits suivant des lois complexes qu'il eût été difficile d'élucider si l'on n'avait eu pour guide les variations aujourd'hui bien connues du verre, avec lesquelles les variations de volume des aciers au nickel présentent la plus frappante analogie.

Lorsqu'une barre d'un alliage réversible a été refroidie rapidement après le forgeage, elle éprouve, à toute température inférieure à celle qu'elle vient de subir, un allongement dont la vitesse dépend de la température actuelle et du traitement antérieur qu'a subi la barre. Plus la température est élevée, plus le mouvement est rapide au début, mais plus aussi l'allongement définitif est faible. Lorsqu'une barre a été complètement recuite à une température déterminée, de façon à ne plus éprouver aucun allongement, elle recommence son mouvement, si on l'amène à une température plus basse. Ce mouvement finit à son tour par s'arrêter et reprend lorsqu'on abaisse encore la température. Inversement, lorsqu'une règle est complètement recuite à une température basse, elle revient en arrière lorsqu'on la chauffe. Comme pour le verre, les mouvements sont plus rapides à température ascendante qu'à température descendante.

Il est important de remarquer que la rapidité et l'amplitude de tous ces mouvements dépendent de la distance à laquelle l'alliage se trouve de sa température de perte totale du magnétique. Au-dessous de cette température, la stabilité est d'autant plus grande que l'on en est plus éloigné. Pour un même alliage, les mouvements se ralentissent, en effet, à mesure que la température s'abaisse; de plus, pour les alliages magnétiques, la stabilité à une même température augmente rapidement avec la teneur en nickel.

Les variations de ces alliages les rendraient impropres à une foule d'applications que leur faible dilatation rendrait désirables, si les mouvements dont il vient d'être question étaient de grande amplitude. Mais un exemple montrera que ces alliages, s'ils ne peuvent encore prétendre à fournir la matière des règles étalons de premier ordre, sont assez stables, pour être susceptibles de nombreuses applications.

Une barre de l'alliage le moins dilatable, s'allonge, dans les cent premières heures de chauffe à 100°, de 0,00003 environ de sa valeur. Refroidie graduellement jusqu'à 40°, et maintenue pendant un mois à cette dernière température, elle gagne encore près de 0,00001. Puis, amenée à 20°, elle varie de 3 millioniêmes en quatre mois. Enfin, à 10°, elle s'allonge de 2 millioniêmes en cinq mois. A ce moment, la variation mensuelle est inférieure à un 1/2 millioniême, et peut être considérée comme négligeable pour toutes les applications où les dernières limites de la précision ne sont pas nécessaires, et dans tous les cas où l'on peut contrôler de temps en temps la valeur des étalons employés.

Cette variation de longueur subie en un mois par une règle d'acier au nickel est égale à celle d'une règle de laiton dont la température s'élève de un quarantième de degré. Un pendule subissant cette variation modifierait, en un mois, sa durée d'oscillation d'une quantité correspondant à 2 centièmes de seconde par 24 heures. Une variation de cet ordre de grandeur ne présente aucun inconvénient pour une horloge dont on peut déterminer l'état au moins une fois par mois.

Résistance électrique. — On sait que les aciers au nickel possèdent une résistance spécifique élevée. Je l'ai trouvée peu différente d'un alliage à l'autre, et comprise, pour tous ceux que j'ai étudiés, entre 80 et 90 microhms-centimètres.

Il était intéressant de voir si les relations trouvées entre les modifications magnétiques et les autres transformations que subissent ces alliages ont une action sur les variations de la résistance électrique. J'ai déterminé, pour cela, la résistance, à un grand nombre de températures comprises entre 20° et 150°, de quelques alliages choisis, de manière à faire ressortir les variations de cette nature, si elles se produisent. Les résultats de ces mesures, portés sur du papier quadrillé, n'ont pas laissé voir la moindre déviation d'une courbe générale, embrassant, pour chacun des alliages, tout l'inter-

valle des températures. Pour tous ces alliages la variation de la résistance a pu être représentée par une formule à deux termes, avec des erreurs résiduelles qui n'ont jamais présenté une allure systématique, et sont toujours restées très petites.

Voici les résultats trouvés pour quelques alliages :

Alliages	Coefficients moyens de la variatio entre 0° et Θ°
22 Ni + 3Cr	$(784 - 0{,}13T)\,10^{-6}$
26,2	$(844 + 0{,}01T)$ »
28,7	$(700 - 0{,}20T)$ »
30,4	$(897 - 0{,}43T)$ »
35,0	$(1561 - 1{,}69T)$ »
35,7	$(1611 - 1{,}68T)$ »

On peut remarquer que, pour tous ces alliages, le coefficient du second terme de la formule est toujours très petit, tandis que, dans l'intervalle des mesures, le coefficient de dilatation de plusieurs d'entre eux varie du simple au double. On voit aussi que les plus grands coefficients de variation appartiennent aux alliages les moins dilatables. La variation de résistance avec la température semble donc bien indépendante des variations de volume.

Conclusions. — Je n'insisterai pas sur les applications possibles des aciers au nickel fondées soit sur leur variation irréversible de volume, soit sur les changements de leurs propriétés magnétiques à des températures relativement basses, soit surtout sur le fait que, grâce à cette singulière catégorie d'alliages, on possède aujourd'hui les moyens d'obtenir des corps métalliques doués de propriétés mécaniques remarquables, et dont la dilatation varie d'une manière continue depuis celle du laiton jusqu'à une valeur égale au dixième de celle du platine. Il me paraît plus important de coordonner les quelques faits déjà connus qui permettront plus tard, en connexion avec le grand nombre de ceux qui restent à découvrir, d'établir une théorie générale des aciers au nickel.

Il semble, au premier coup d'œil, y avoir discontinuité entre les alliages irréversibles et les alliages réversibles, qui sont séparés par la teneur correspondant sensiblement à la formule Fe^3Ni.

Mais, si l'on considère l'une des propriétés des alliages de la deuxième catégorie, pour l'ensemble des températures, la dilatation par exemple, on voit que, pour les alliages les plus voisins des irré-

versibles, cette quantité varie dans des proportions considérables avec la température. Ainsi, entre 0° et 200°, la dilatation de l'alliage à 26,2 0/0 de nickel passe de 13,1 à 18,5 millioniémes, et l'analogie avec les alliages d'une teneur immédiatement supérieure, aussi bien que l'existence d'un deuxième terme important dans la formule de dilatation nous indique que la dilatation diminue encore sensiblement au-dessous de zéro, tandis que cet alliage passe à l'état magnétique. Or nous avons vu que les alliages irréversibles peuvent posséder une dilatation comprise entre 10 et 19 millioniémes, suivant leur état. Nous pouvons donc, en amenant un alliage de la deuxième catégorie à un état particulier au point de vue magnétique, lui donner une dilatation égale à celle d'un alliage de la première catégorie amené aussi à un état particulier. Les limites supérieures des dilatations que l'on obtient sont sensiblement les mêmes, et il est probable que les limites inférieures sont peu différentes.

On peut donc, en choisissant convenablement l'état magnétique des alliages voisins de la séparation, établir un passage continu dans les dilatations, les valeurs élevées correspondant dans les deux cas à l'état non magnétique, et les valeurs faibles à l'état magnétique. La seule différence consiste en ce que l'un des réseaux est réversible, l'autre irréversible. Le même raisonnement s'applique à l'élasticité.

Les propriétés des alliages irréversibles aident à comprendre l'anomalie négative de dilatation, qui se manifeste à partir de 28 0/0 de nickel. Nous avons vu que, pour les premiers, le passage à l'état magnétique a lieu avec augmentation du volume. Si l'on admet que le même passage produit aussi une augmentation de volume moléculaire dans les alliages de la seconde catégorie, on comprendra comment l'ensemble peut, en se refroidissant, se contracter beaucoup moins que chacun des composants considérés isolément.

Les déformations permanentes semblent indiquer qu'il en est bien ainsi. Nous avons vu, en effet, qu'un alliage, amené rapidement d'une température élevée à une température basse, subit une certaine contraction, puis commence immédiatement à se dilater jusqu'à ce qu'il ait atteint son état définitif à la nouvelle température. L'établissement de cet état dure, pour les alliages les moins dilatables, une centaine d'heures à 100°, et semble à peu près terminé au bout de dix mois à la température ordinaire. Ce mouvement est le résidu du mouvement de dilatation interne dont la plus grande partie se produit

en même temps que la température s'abaisse, tandis qu'une très faible partie se poursuit au-delà de cette période.

On peut affirmer que la transformation caractérisée par les modifications magnétiques ou par l'anomalie de dilatation est d'ordre chimique ; et l'on est conduit à admettre que les composés fer-nickel possèdent, à chaque température, un équilibre bien défini, vers lequel ils tendent et qui peut être réversible ou irréversible suivant les teneurs. La stabilité de l'alliage dépend en particulier de ses relations avec un composé défini. Ainsi l'alliage irréversible qui conserve le plus longtemps son état non magnétique semble être le plus voisin du composé Fe^3Ni. Les alliages plus pauvres en nickel sont des solutions réciproques de cet alliage et de fer pur, et la présence de ce dernier métal atténue les propriétés caractéristiques du composé, qui résiste d'autant plus mal à la transformation qu'il contient plus de fer.

Dans l'intervalle de température où ils peuvent exister sous les deux états, les alliages du premier groupe sont en faux équilibre ; ceux du second groupe, au contraire, tendent, à toute température, vers l'état définitif et stable correspondant à cette température. Lors de l'établissement de la température, l'alliage arrive tout près de l'équilibre, mais il ne l'atteint qu'après un temps plus ou moins long.

Cette théorie chimique des déformations permanentes des aciers au nickel conduit à établir une théorie analogue pour les déformations du verre, dont la cause serait ainsi ramenée à une transformation des combinaisons dont la stabilité varie pour chacune d'elles suivant la température. Le recuit prolongé à température élevée aurait pour effet une migration de certains éléments, et la formation définitive de composés stables aux dépens des composés instables qui existeraient dans la masse en quantité de plus en plus faible suivant l'état d'avancement du recuit (¹).

(¹) Cette théorie des déplacements du zéro, à laquelle j'ai été conduit par l'analogie avec les variations des aciers au nickel est bien d'accord, entre autres, avec les récentes recherches de M. L. Baudin sur le recuit des thermomètres. Cet habile constructeur est arrivé suivant une communication personnelle, et, d'une façon indépendante, à une théorie semblable par la seule considération des déplacements du zéro des thermomètres.

SUR LES ÉCRANS ÉLECTROMAGNÉTIQUES;

Par M. Ch. MAURAIN.

On sait depuis longtemps que les conducteurs creux protègent plus ou moins complètement un point intérieur contre les actions électromagnétiques variables; il a été fait à ce sujet de nombreuses expériences qualitatives; mais l'étude quantitative du phénomène est délicate, de sorte qu'on a rarement cherché à préciser ses variations ([1]).

Au point de vue théorique, les équations générales du problème ont été posées par Maxwell; leur solution est complexe dans le cas général; lorsqu'on a affaire à des actions très rapidement variables, on peut la simplifier, les résultats obtenus restant cependant suffisamment approchés ([2]); je rappellerai les expériences faites relativement à cette question au moyen des oscillations hertziennes; des corps peu conducteurs comme les solutions salines, qui constituent des écrans pratiquement nuls pour les fréquences usuelles, exercent dans ce cas une protection notable; les métaux deviennent des écrans à peu près parfaits sous une épaisseur très faible.

Je me suis proposé d'étudier expérimentalement des écrans conducteurs ayant la forme de cylindres creux, soumis à des actions électromagnétiques dont la fréquence est celle des courants alternatifs usuels; la forme simple des écrans permet de soumettre leur action protectrice au calcul, dans le cas où ils sont d'un métal non magnétique. On peut ainsi comparer les résultats de l'expérience avec ceux de la théorie.

1° ÉCRANS NON MAGNÉTIQUES.

Disposition des expériences. — Les écrans étudiés sont des cylindres ayant 22 centimètres de hauteur, un diamètre extérieur très voisin de $5^{cm},6$ et des épaisseurs variables. Une bobine parcourue par un courant alternatif sensiblement sinusoïdal produit ainsi un champ

---

([1]) Hughes, *C. R.*, t. LVIII, p. 122; 1879; — Willoughby Smith, *Journ. of the soc. of. tel. eng. and el.*, t. XII, p. 457; 1884.

([2]) Consulter relativement à cette théorie: Mascart et Joubert, *Leçons sur l'électr. et le magn.*, 2e édit., t. I; Paris, Masson; 1896; — H. Poincaré, *Les oscillations électriques*; Paris, Carré; 1894; — J.-J. Thomson, *Recent Researches in El. and. Magn.*; Oxford; 1893.

alternatif ; lorsqu'un des cylindres-écrans est placé concentriquement à la bobine, l'amplitude du champ est réduite pour un point intérieur ; le rapport des amplitudes du champ, sur l'axe de la bobine, avec et sans cylindre, caractérise l'action protectrice de celui-ci.

Pour connaître ce rapport, on place concentriquement à la bobine inductrice une bobine beaucoup plus petite ; elle est le siège d'un courant induit dont l'intensité moyenne est proportionnelle à l'amplitude du champ, dans l'hypothèse d'une variation sinusoïdale. Cette intensité est mesurée par la racine carrée de la déviation d'une sorte d'électrodynamomètre très sensible. Si δ et δ' sont les déviations de l'instrument en l'absence d'écran et avec écran, la quantité $\sqrt{\frac{\delta'}{\delta}}$ est le rapport cherché.

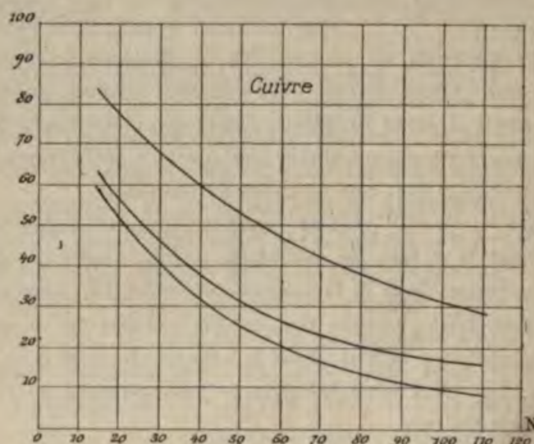


Fig. 1.

L'intensité efficace du courant primaire était mesurée au moyen de la méthode électrométrique de M. Joubert, et maintenue naturellement constante pendant la durée d'une expérience complète. L'appareil servant à mesurer l'intensité du courant secondaire était simplement constitué par un galvanomètre de Nobili dont l'aiguille avait été remplacée par un petit barreau de fer doux. Des expériences préalables ont été faites pour étudier la forme du courant alternatif employé et les indications de l'appareil de mesure ; elles sont exposées dans un mémoire plus étendu publié dans les *Annales de Chimie et de Physique*.

Résultats. — Dans le cas de conducteurs non magnétiques, la seule influence à étudier est celle de la fréquence, le mode de répartition des courants induits ne dépendant nullement de l'amplitude. Les expériences ont porté sur des cylindres de cuivre (épaisseurs : $5^{mm},9$ — $13^{m},3$ et $21^{mm},1$), de laiton ($2^{mm},75$ — $7^{mm},72$ et $14^{mm},1$), de plomb ($7^{mm},3$ et $13^{mm},9$), et d'un alliage zinc-cuivre contenant seulement quelques centièmes de zinc (8^{mm} et 14^{mm}).

L'action protectrice d'un cylindre déterminé croît naturellement avec la fréquence, de sorte que le rapport $\sqrt{\frac{\delta'}{\delta}}$ diminue ; c'est ce rapport qui est porté en ordonnées dans les courbes des *fig.* 1, 2 et 3, la fréquence étant portée en abscisses. Chacune des courbes correspond à l'un des cylindres employés.

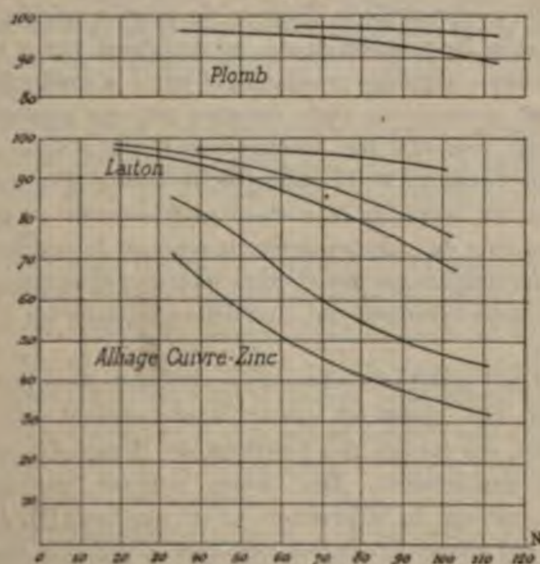


Fig. 2 et 3.

Pour le cuivre, bon conducteur, la courbe s'abaisse rapidement; pour les métaux moins conducteurs, la variation est beaucoup plus lente ; on voit, de plus, que le caractère des courbes change, celles qui sont relatives aux écrans de cuivre tournant leur convexité vers l'axe des x, et celles relatives aux écrans de laiton et de plomb tournant, au contraire, leur concavité dans cette direction. La courbe relative à l'un des cylindres de l'alliage zinc-cuivre, dont la conduc-

tivité est comprise entre celles du cuivre et du laiton, a une forme intermédiaire et présente un point d'inflexion.

Comparaison avec la théorie. — J'indiquerai seulement ici le principe du calcul, dont on pourra trouver le détail dans le mémoire indiqué.

Si on représente le champ magnétique en un point d'un conducteur homogène et isotrope, ayant la forme d'un cylindre de révolution, par l'écriture

$$H = \varphi . e^{i\omega t},$$

l'amplitude φ satisfait à la relation

$$\frac{d^2\varphi}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{d\varphi}{d\rho} = mi\varphi,$$

dans laquelle ρ représente la distance du point considéré à l'axe de révolution, et m l'expression $4\pi\mu c\omega$, en désignant par μ la perméabilité magnétique supposée constante, et par c la conductivité.

L'intégrale générale de cette équation est une expression assez complexe qui renferme les fonctions de Bessel ; cette expression représentant l'amplitude du champ H, il suffira d'en calculer les valeurs pour un point de la surface extérieure et un point de la surface intérieure du cylindre-écran ; le rapport de ces deux valeurs sera celui des amplitudes des champs intérieur et extérieur, c'est-à-dire représentera le rapport qui était déterminé dans les expériences précédentes.

Le calcul, qui paraît très laborieux au premier abord, est simplifié par ce fait que, pour les valeurs correspondant aux cylindres employés ici, les termes des fonctions de Bessel deviennent très rapidement négligeables. Des tables publiées par lord Kelvin donnent les valeurs de la première de ces fonctions (1). J'ai calculé les valeurs des termes des autres fonctions dont il était besoin ici.

On peut résumer de la façon suivante les résultats obtenus :

1° Les résultats dans leur ensemble sont bien conformes à ceux de l'expérience. Les formes différentes obtenues pour les diverses courbes proviennent de ce que les expériences n'embrassent qu'une région limitée de chacune d'elles. Chaque courbe a un point d'inflexion qui est très rapproché de oy et en-deçà des limites des expériences

(1) Sir W. Thomson, *Math. and Phys. papers*, t. III, p. 491 ; — Mascart et Joubert, *loc cit.*, p. 718.

pour les écrans de cuivre, tandis qu'il est au-delà pour les écrans de laiton et de plomb;

2° On obtient, dans la plupart des cas, des renseignements suffisamment précis en effectuant le calcul non plus au moyen de l'intégrale générale de l'équation précédente, mais en prenant seulement comme expression de φ la fonction de Bessel d'ordre 0, qui est une solution particulière de cette équation, et dont le calcul est beaucoup plus simple que celui de l'intégrale générale.

2° ÉCRANS MAGNÉTIQUES.

L'étude des écrans formés d'un métal magnétique est beaucoup plus complexe à cause de la variation, avec l'intensité du champ, de la perméabilité magnétique; cette perméabilité intervient, comme nous l'avons vu dans les équations fondamentales, qu'on ne peut plus alors résoudre; on peut cependant prévoir en gros le mode d'action de ces écrans :

A conductivité égale, un conducteur magnétique sera meilleur écran qu'un conducteur non magnétique, parce que, le flux d'induction étant plus grand dans le premier, les courants induits y seront plus intenses.

Voyons maintenant l'influence de l'intensité du champ. La perméabilité μ croît d'abord rapidement avec le champ, passe par un maximum et décroît ensuite de plus en plus lentement; si donc l'amplitude A du champ alternatif est très faible, on se trouvera dans la première région, où μ croît avec le champ; à fréquence constante, la protection exercée par l'écran augmentera donc d'abord avec A. Si, au contraire, l'amplitude A est très grande, la plus grande partie de la variation du champ correspondra à la région où μ diminue, c'est-à-dire qu'alors la protection diminuera, si on fait croître A. Il en résulte que, si on fait croître A d'une façon continue, la fréquence restant constante, la protection augmentera d'abord, passera par un maximum et décroîtra ensuite; en somme, ses variations seront les mêmes que celles de la perméabilité, mais beaucoup moins marquées. J'ai en effet observé une telle variation, et les courbes représentant en fonction de A ou le rapport $\sqrt{\frac{\delta'}{\delta}}$ ont la forme représentée dans la *fig.* 4.

J'ai fait d'ailleurs une autre série d'expériences dans lesquelles les

variations de la protection suivaient d'une manière beaucoup plus nette celles de la perméabilité ; il suffisait pour cela de superposer un faible champ alternatif, maintenu fixe, et un champ constant dont on faisait croître progressivement l'intensité ; on obtenait ce résultat en faisant passer dans une des couches de la bobine magnétisante un courant alternatif, et dans les autres couches un courant continu ; en faisant varier l'intensité de ce courant et, par suite, la valeur moyenne du champ résultant, on peut placer les variations du champ dans telle région qu'on le veut de la courbe de perméabilité.

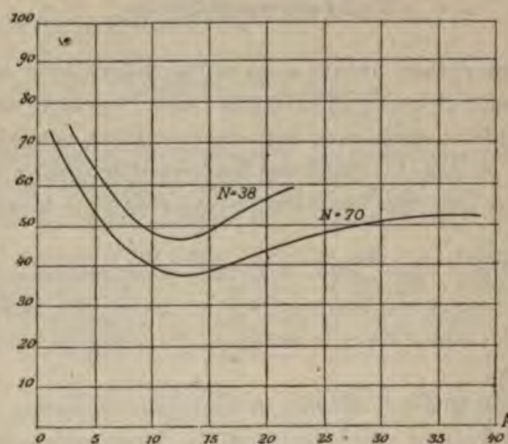


Fig. 4.

Enfin, à intensité constante, la protection augmentera évidemment avec la fréquence.

Dispositions des expériences. — Les expériences ne peuvent être disposées comme celles relatives aux écrans non magnétiques, à cause de l'influence perturbatrice de l'aimantation induite, qui, pour des cylindres courts, comme ceux employés précédemment, altérerait d'une façon très considérable le champ intérieur. On peut supprimer cette influence en opérant avec un écran annulaire en forme de tore, ou encore la diminuer en employant un cylindre suffisamment allongé. J'ai utilisé dans le cas du fer ces deux dispositions, mais dans la seconde, l'influence du champ démagnétisant était encore considérable.

Les expériences faites avec le tore étaient divisées en deux parties, dans chacune desquelles on employait la même bobine secondaire ; dans la première partie cette bobine était placée à l'intérieur

du tore creux recouvert lui-même d'une bobine magnétisante ; dans la deuxième, elle était contenue à l'intérieur d'une nouvelle bobine aussi identique que possible à la précédente, mais sans interposition de fer.

Le tore, de 1 millimètre d'épaisseur, était formé de deux morceaux symétriques par rapport à un plan passant par l'axe de révolution ; la bobine secondaire était enroulée sur un noyau de caoutchouc, de sorte qu'on pouvait la glisser dans les deux morceaux du tore ; ceux-ci rapprochés au contact, furent soudés ; deux petits trous avaient été ménagés pour laisser passer les fils de la bobine secondaire, qui occupait toute la cavité intérieure.

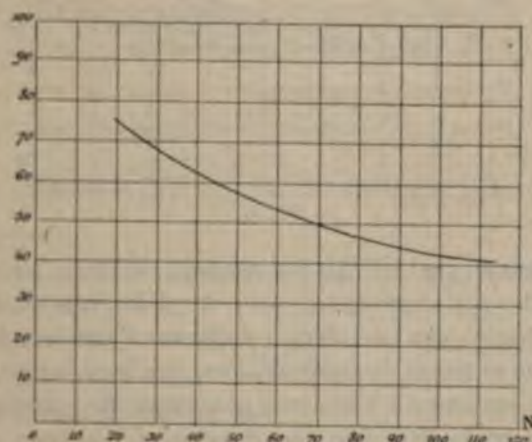


Fig. 5.

Trois séries d'expériences furent faites ; dans les deux premières on opéra à fréquence constante (38 et 70) et à intensité variable ; les résultats obtenus sont résumés par les courbes de la *fig.* 4, où on a porté en ordonnées les valeurs du rapport $\sqrt{\frac{\delta'}{\delta}}$ et en abscisses les valeurs d'amplitude A du champ alternatif ; dans la troisième on maintint, au contraire, l'intensité constante et on fit varier la fréquence N (*fig.* 5). Les résultats sont bien ceux qu'on pouvait prévoir. On peut remarquer que la variation avec la fréquence, à intensité constante, présente un caractère un peu différent de celui que nous avions rencontré pour les écrans de cuivre : la variation, d'abord très rapide, devient de plus en plus lente ; cette modification s'explique facilement par la variation même de la perméabilité, conséquence de

la diminution du champ à l'intérieur de la masse du fer, sous l'action protectrice des courants induits.

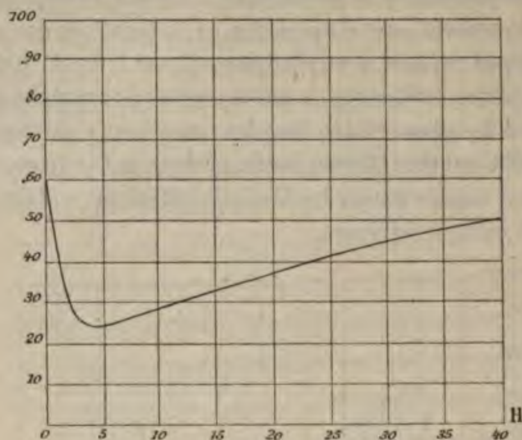


Fig. 6.

Je n'insisterai pas ici sur les résultats obtenus au moyen de cylindres allongés ($1^m,20$ de longueur, $3^{cm},6$ de diamètre extérieur); ils sont analogues aux précédents ; d'ailleurs, l'influence de l'aimantation induite se faisait ici sentir, de sorte que le phénomène observé n'est pas dû seulement à l'influence protectrice des courants induits. Je me suis servi de cette deuxième disposition, beaucoup plus commode que la précédente, pour étudier l'influence de la région de la courbe de perméabilité dans laquelle on peut localiser les variations du champ, comme je l'ai dit plus haut. En portant en abscisses les valeurs du champ constant, et en ordonnées celles du rapport $\sqrt{\frac{\delta'}{\delta}}$, on obtient la courbe de la *fig.* 6, où l'influence de la perméabilité se manifeste nettement.

SUR LES POLES D'UN AIMANT;

Par M. C. SCHÜRR.

Quand un aimant est soumis à l'action d'un courant, les points d'application de la résultante des actions élémentaires ne se confondent pas avec les pôles magnétiques. Les considérations suivantes ont

pour but d'en donner une vérification expérimentale et d'en déduire quelques conséquences.

I. — Plaçons un courant horizontal indéfini, à la distance b d'un aimant mobile autour d'un axe vertical, — comme on le fait dans l'expérience d'Œrsted, — et observons la déviation α. Dans la position d'équilibre, le moment du couple qui provient du courant est égal à celui qui est dû à la Terre.

Or l'action efficace du courant sur une masse μdx de magnétisme libre, située à la distance x de l'axe de rotation, se réduit à la composante horizontale

$$G = \frac{2k\,(\mu dx)\,I}{\sqrt{b^2 + x^2 \sin^2 \alpha}} \cdot \frac{b}{\sqrt{b^2 + x^2 \sin^2 \alpha}},$$

ou :

(1) $$y = \frac{2k\mu b I dx}{b^2 + x^2 \sin^2 \alpha},$$

k étant un coefficient égal à $\frac{1}{10}$, si l'intensité I du courant est exprimée en ampères.

Désignons par 2L la longueur de l'aimant, et par m la masse de magnétisme positif :

$$m = \int_0^L \mu dx;$$

l'action résultante du courant sera :

(2) $$bm = \int_0^L \frac{2kbI\mu dx}{b^2 + x^2 \sin^2 \alpha}.$$

Si l'on prend pour μ la forme approchée $(A + Bx)$, au lieu de $(CL^{-x} - CL^{+x})$, on trouve par l'intégration :

(2') $$b = \log f(x) + \text{arc tg}\, \varphi(x).$$

Du reste, l'égalité des moments donne :

$$Hml \sin \alpha = bmX \cos \alpha,$$

ou :

(3) $$\text{tg}\, \alpha = \frac{b}{H} \cdot \frac{X}{l},$$

2X étant la distance des pôles secondaires dus au courant ;
$2l$ — — principaux dus à la terre ;
H étant la composante horizontale de l'intensité du champ terrestre.

E. VILLARI. — Sulla proprietà scaricatrice prodotta pei gas dall'uraninite (Sur la propriété de décharge produite dans les gaz par l'uranite). — *Rend. della R. Accademia delle Scienze Fisiche et Mathematiche di Napoli*, juillet 1897.

Les *rayons uraniques*, découverts par M. H. Becquerel [1], émis indéfiniment, semble-t-il, à l'abri de toute excitation connue, par l'uranium et ses composés, déchargent, comme il l'a montré, les conducteurs électrisés [2] et se comportent à ce point de vue à la manière des rayons X. En particulier, l'air qui a subi l'action des rayons uraniques (on pourrait dire l'air *uranisé*) possède, comme l'air qui a subi l'action des rayons X (qu'on peut appeler air *röntgenisé*), la propriété de décharger les conducteurs électrisés sur lesquels on l'insuffle [3]. Cette propriété rappelle celle que les étincelles électriques (mais non l'effluve) communiquent aux gaz, propriété étudiée par M. E. Villari [4].

Les expériences actuelles confirment d'une manière générale celle de M. H. Becquerel. Elles ont été faites au moyen de l'*uraninite* (ou *uranite*), minéral principalement formé des oxydes UO_3, UO_2.

L'action électrique de l'uraninite à distance s'exerce avec la même intensité sur les charges positive ou négative d'un électroscope, comme M. H. Becquerel l'avait observé avec l'uranium métallique. Quand on insuffle énergiquement de l'air entre le minéral et la boule de l'électroscope, la décharge se ralentit un peu.

Comme pour l'uranium et les sels d'uranium étudiés par M. H. Becquerel, un courant d'air qui a passé sur l'uraninite peut avoir conservé sa propriété de décharge quand il arrive sur la boule de l'électroscope. Il en est de même avec le gaz d'éclairage.

L'auteur a encore répété avec les gaz qui ont passé sur l'uraninite les expériences qu'il a faites antérieurement au sujet de l'action des charges électriques [5] sur les gaz déjà exposés aux rayons X; l'air uranisé qui a passé sur un conducteur chargé positivement ou néga-

---

(1) Les premières recherches de M. H. Becquerel sont analysées dans ce *Journal*, 3e série, t. V, p. 193; 1896.

(2) H. Becquerel, *Comptes Rendus*, t. CXXII, p. 689.

(3) H. Becquerel, *loc. cit.*, t. CXXIII, p. 657.

(4) E. Villari, *Comptes Rendus*, t. CXXIII, p. 598 et 599. — Voir aussi *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 449-450; août 1897.

(5) E. Villari, *Rendiconti d. R. Acc. di Napoli*, fasc. 4, avril 1897; et *Rendiconti della R. Acc. dei Lincei*, 5e série, t. VI, p. 343-354.

Ces mémoires sont analysés dans ce *Journal*, p. 37-38 de ce volume.

tivement a perdu la propriété de dissiper la charge positive ou négative d'un second conducteur; mais il peut décharger un conducteur électrisé négativement ou positivement. Si l'air uranisé passe entre les armatures d'un condensateur chargé, il est ramené à l'état naturel.

M. E. Villari a constaté l'action de l'uraninite, au bout de vingt-quatre heures, à travers une feuille de carton, sur une plaque photographique, comme dans les expériences de M. H. Becquerel sur l'uranium, le nitrate d'urane, le sulfate double d'uranyle et de potassium, etc. Mais il n'a pas réussi à observer l'action électrique de l'uraninite à travers le carton. Il faut penser que les rayons émis par l'uraninite étaient trop affaiblis par le carton, puisque M. H. Becquerel a montré, au début de ses recherches, que le rayonnement d'un sel d'urane peut décharger l'électroscope à travers des écrans variés, formés non seulement de feuilles d'aluminium, mais de lames métalliques assez opaques aux rayons X, telles que des lames de cuivre de $1^{mm},4$ d'épaisseur par exemple [1].

G. Sagnac.

G. KLINGENBERG. — Längenänderung Magnetisirung von Eisen und Stahl (Variation de longueur et aimantation du fer et de l'acier). — Inaugural Dissertation, Rostock, 1897.

L'auteur étudie parallèlement l'aimantation, et l'allongement qui en résulte, dans des barreaux de fer et d'acier. Les mesures sont faites par les méthodes connues. Il ressort de ce travail une relation étroite entre les deux phénomènes magnétique et mécanique, bien étudiés déjà, mais isolément.

1. — Les deux courbes représentant l'aimantation et l'allongement magnétique présentent toujours la même allure, la courbure étant tournée du même côté, et les deux quantités tendent en même temps vers un maximum pour de grandes forces magnétisantes [2].

2. — On observe la rémanence pour l'allongement magnétique comme pour l'aimantation, et elle est plus grande dans l'acier que

(1) A rapprocher du mémoire précédent : J.-C. Beattie, « Sur l'électrisation de l'air par l'uranium et ses combinaisons ». *Proc. Roy. Soc. Edinburg*, t. XXI, p. 466-472 (1897).

(2) Rappelons ici que M. Nagaoka a établi l'existence de l'hystérésis pour l'allongement magnétique (Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 32 ; 1895).

dans le fer. Les courbes des deux phénomènes ont la même allure. C'est d'ailleurs toujours un allongement rémanent qu'on constate, et jamais un raccourcissement, que le barreau ait subi un allongement ou un raccourcissement pendant l'aimantation.

3. — Confirmation des résultats d'Ewing sur l'influence de la traction longitudinale sur l'aimantation et de ceux de Bidwel [1] sur l'influence de la traction longitudinale sur l'allongement magnétique. Concordance des courbes correspondantes. L'allongement rémanent diminue quand la traction augmente.

4. — Enfin les secousses font disparaître ou atténuent à la fois les phénomènes d'hystérésis et de rémanence pour l'allongement comme pour l'aimantation.

H. Bagard.

L.-H. SIERTSEMA. — The dispersion of the magnetic rotation in oxygen (Dispersion rotatoire magnétique de l'oxygène). — *Communications from the Laboratory of Leiden*, n° 7, n° 75.

Le dispositif expérimental employé ressemble à celui de Kundt et Röntgen qui, ainsi que M. H. Becquerel, ont étudié en 1880 le pouvoir rotatoire de l'oxygène. Le gaz est enfermé sous forte pression, avec un polariseur et un analyseur, dans un tube de 2 mètres de long et de 3 centimètres de diamètre, éclairé suivant son axe par une lumière parallèle intense. Ce tube est placé à l'intérieur d'une bobine qui développe un champ magnétique uniforme d'environ 1600 C. G. S. sous l'influence d'un courant de 70 ampères. Aux extrémités du tube sont fixées de larges pièces de bronze portant des nicols à faces normales; primitivement ceux-ci ont leurs sections principales rectangulaires de façon à montrer une ligne noire qui restera très distincte à haute pression. Le nicol analyseur et sa monture sont plus larges que les parties correspondantes du polariseur; de plus, ils sont fixes, tandis que la monture du polariseur peut subir, par torsion autour de l'axe du tube, des rotations de faible amplitude appréciées par la méthode optique de Poggendorff.

Au sortir de l'analyseur, la lumière blanche est décomposée par un spectroscope; on voit ainsi les bandes d'absorption observées par Liveing et Dewar, ce qui permet de déterminer les longueurs d'onde

[1] Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. X, p. 248; 1891.

en tous les points du spectre. Les rotations sont mesurées par la méthode de Broch avec des courants opposés sensiblement égaux. Les expériences préliminaires faites, avec cet appareil, sur de l'oxygène commercial à la pression d'environ 100 atmosphères, montrent que, dans ce gaz, la constante du pouvoir rotatoire magnétique décroît régulièrement lorsque la longueur d'onde croît et qu'elle est pour le violet deux fois plus grande que pour le rouge.

L'appareil décrit précédemment a reçu dans des expériences ultérieures des perfectionnements. On évite les courants de convection, qui sont développés dans le gaz par la chaleur du courant et qui troublent les pointés, par une circulation d'eau froide établie entre le tube à gaz et la bobine magnétisante. De plus, les extrémités de l'appareil sont enveloppées de coton. Par mesure de prudence, on réduit à 60 ampères environ l'intensité du courant.

La fente du collimateur, éclairée par une puissante lampe à arc, est raccourcie à la longueur de 2 millimètres, afin d'éviter les réflexions dans le tube à gaz. Aussitôt après les observations, le gaz est enlevé et analysé. L'oxygène commercial, trop impur, est remplacé par un gaz pur préparé directement, puis comprimé à 100 atmosphères dans les cylindres en fer.

Les rotations, exprimées d'abord en unités arbitraires, sont réduites à une intensité constante du courant, à une pression uniforme de 100 atmosphères et à une température fixe. On obtient ainsi 184 mesures avec l'oxygène et 68 avec l'air, lesquelles s'étendent à 15 longueurs d'onde réparties dans tout le spectre visible. Les résultats sont parfaitement représentés par la formule de M. Mascart.

E. Mathias.

L.-H. SIERTSEMA. — Measurements on the magnetic rotatory dispersion in gases (Mesures de la dispersion rotatoire magnétique dans les gaz). — *Communications from the Laboratory of Leiden*, n°s 24 et 31.

L.-H. SIERTSEMA. — A determination of the magnetic rotatory constant of water (Détermination de la constante rotatoire magnétique de l'eau). — *Communications from the Laboratory of Leiden*, n° 31.

Les mesures précédentes sont étendues à l'azote, l'acide carbonique, le protoxyde d'azote et l'hydrogène. Indépendamment de l'intérêt propre que présente l'azote, la connaissance de son pouvoir rotatoire magnétique permet, comme il est l'impureté de l'oxygène

étudié antérieurement, de ramener les rotations de ce gaz à ce qu'elles seraient, si ce corps était parfaitement pur.

Les rotations magnétiques définitives sont exprimées en minutes pour un champ magnétique égal à l'unité. La transformation des unités arbitraires dans celles-ci a eu lieu au moyen d'un facteur de réduction calculé d'après les dimensions de l'appareil, le nombre des spires de la bobine, etc. Pour contrôler l'exactitude de ce facteur, l'auteur s'en est servi pour déterminer en valeur absolue la constante rotatoire de l'eau. Quatre séries de mesures ont donné pour cette constante en moyenne 0',01302, à 13°,4, ce qui concorde très bien avec les déterminations antérieures.

Cette vérification faite, l'auteur donne, comme résultat définitif de son important travail, les formules suivantes, dans lesquelles les rotations n désignent des minutes, les longueurs d'onde étant exprimées en microns :

$$\text{Air}\ (100^{\text{atm}},0 - 13^\circ,2), \qquad n.10^6 = \frac{190,6}{\lambda}\left(1 + \frac{0,242}{\lambda^2}\right),$$

$$\text{O}\ (100\ ,0 - 7^\circ,0), \qquad n.10^6 = \frac{271,7}{\lambda}\left(1 + \frac{0,0704}{\lambda^2}\right),$$

$$\text{Az}\ (100\ ,0 - 14^\circ,0), \qquad n.10^6 = \frac{169,9}{\lambda}\left(1 + \frac{0,311}{\lambda^2}\right),$$

$$\text{CO}^2\ (\ 1\ ,0 - 6^\circ,5), \qquad n.10^8 = \frac{269,5}{\lambda}\left(1 + \frac{0,307}{\lambda^2}\right),$$

$$\text{Az}^2\text{O}\ (\ 30\ ,5 - 10^\circ,9), \qquad n.10^6 = \frac{75,5}{\lambda}\left(1 + \frac{0,306}{\lambda^2}\right),$$

$$\text{H}\ (\ 85\ ,0 - 9^\circ,5), \qquad n.10^6 = \frac{138,6}{\lambda}\left(1 + \frac{0,325}{\lambda^2}\right).$$

En calculant la rotation de l'air à 13°,2 au moyen de l'oxygène et de l'azote par la règle des mélanges, on trouve :

$$n.10^6 = \frac{190,0}{\lambda}\left(1 + \frac{0,241}{\lambda^2}\right),$$

qui est en parfait accord avec la formule déduite des mesures directes.

E. MATHIAS.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXIII, n° 13; 1897.

A. OBERBECK. — Zur Theorie der galvanischen Polarisation (Pour la théorie de la polarisation galvanique). — P. 29-35.

Dans un mémoire analysé dans ce journal [1], M. Wiedeburg représente l'état d'un circuit renfermant une cellule électrolytique par le système d'équations

$$\begin{cases} wi = E - p & (1) \\ c\dfrac{dp}{dt} = \left(1 - \dfrac{p}{P}\right) i - \varkappa p & (2) \end{cases}$$

où w est la résistance du circuit; i, l'intensité; E, la force polarisante; p, la polarisation actuelle; P, la polarisation maximum. La capacité de la cellule est posée égale à $\dfrac{c}{1-\dfrac{p}{P}}$, ce qui exprime qu'elle croît avec la polarisation et devient infinie pour le maximum de polarisation. Quant au terme $(\varkappa p)$ de l'équation (2), on l'a introduit pour tenir compte de la dépolarisation spontanée, supposée proportionnelle à la polarisation existante.

M. Oberbeck applique ces équations à un certain nombre d'expériences faites sur la polarisation dans ces dernières années. En particulier, elles peuvent servir à expliquer les observations récentes de M. Wien [2] par une augmentation apparente de la résistance de la cellule polarisée; cependant elles ne rendent pas compte de toutes les particularités du phénomène observé, ce qui semble indiquer que la dépolarisation spontanée intervient autrement qu'on ne l'a admis en écrivant l'équation (2).

L'auteur donne aussi, au moyen de ces équations, une interprétation de certaines expériences qui ont autrefois conduit M. Streintz à nier la possibilité de déterminer la valeur de la polarisation dans une cellule électrolytique, quel que soit le procédé employé [3]. Le calcul indique ici encore une augmentation apparente de la cellule, d'autant

(1) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 427; 1895.
(2) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 417; 1896.
(3) Streintz, *Sitzungsber. Wien*, 104, II *a*, p. 834; 1895.

plus grande que la polarisation est plus faible et allant en s'affaiblissant à mesure qu'on s'approche du maximum de polarisation.

H. Bagard.

HANS JAHN. — Electrochemische Notizen (Notes électrochimiques). — P. 44-55.

I. *Sur l'électrolyse de l'hydrate de sodium avec une cathode de mercure.* — Sv. Arrhenius [1] a conclu de ses recherches sur l'électrolyse des composés alcalins dissous, avec une cathode de mercure, que le métal alcalin se dégage d'abord en s'unissant au mercure et que le dégagement d'hydrogène ne commence que quand l'amalgame formé à la cathode a atteint une certaine concentration, à partir de laquelle se produit l'action secondaire.

Il a observé, en particulier, que le dégagement d'hydrogène n'a lieu qu'au bout d'un certain temps après la fermeture du courant. Mais on peut se demander si ce retard ne provient pas d'une sursaturation du mercure par l'hydrogène.

Pour éclaircir cette question et établir s'il se forme réellement un amalgame alcalin lors de l'électrolyse d'une dissolution alcaline étendue par un faible courant, avec cathode de mercure, M. Jahn a fait un certain nombre de mesures calorimétriques, au moyen du calorimètre à glace, par une méthode qu'on trouvera exposée dans ce journal [2].

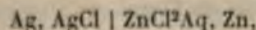
1. Dans l'électrolyse de l'acide sulfurique étendu avec cathode de mercure, il observe simplement une disparition de chaleur équivalente à la chaleur de décomposition de l'eau, ce qui prouve qu'il ne se produit pas de phénomènes secondaires, tels que la sursaturation du mercure par l'hydrogène.

2. Dans l'électrolyse d'une lessive de soude entre électrodes de platine, il disparaît seulement la chaleur de décomposition de l'eau.

3. Enfin, dans la même opération, faite avec une cathode de mercure, on observe une disparition de chaleur plus considérable, ce qui montre nettement que le sodium s'est dissous dans le mercure. Une évaluation approchée indique même que presque tout le sodium dégagé par le courant, dans l'expérience, est resté dissous dans le mercure.

(1) Arrhenius, *Zeitschr. f. physik. Chem.*, 11, p. 805; 1893.
(2) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. V, p. 526; 1886.

II. *Sur une modification de la pile* Warren de la Rue. — L'auteur remplace dans l'élément *Warren de la Rue*



Ag, AgCl | $ZnCl^2Aq$, Zn,

le sel $ZnCl^2$, dont la dissolution se trouble par précipitation d'un sel basique insoluble, par le sel double $ZnCl^2 + 2KCl$, dont la dissolution reste neutre. L'élément ainsi obtenu est impolarisable ; sa force électromotrice, bien constante, est, en volts, pour la température $t°$:

$$E = 1,0136 - 0,000194 . t.$$

H. Bagard.

J. KLEMENCIC. — Beitrag zur Kenntniss der magnetischen Nachwirkung. (Contribution à la connaissance du retard magnétique). — P. 61-63.

Addition à un mémoire récemment analysé dans ce journal [1].

L'auteur a observé le retard magnétique présenté par deux fils de fer doux, fraîchement recuits, dans des champs dont l'intensité va jusqu'à 1,63 unité absolue.

La valeur absolue du retard (augmentation de l'aimantation avec le temps) croît avec l'intensité du champ, mais beaucoup plus lentement que l'aimantation ; elle tend vers un maximum qui semble être atteint beaucoup plus vite que celui de l'aimantation.

Quant au retard pour cent (rapport de l'augmentation de l'aimantation avec le temps à l'aimantation elle-même), il tend rapidement vers zéro quand l'intensité du champ augmente.

Enfin le retard magnétique ne dépend que de la variation totale de l'aimantation et non de la façon dont on la produit (soit par inversion, soit par fermeture, puis ouverture du courant magnétisant).

La même observation avait été faite déjà par Ewing dans le cas de champs très faibles.

H. Bagard.

G. JÄGER et St. MEYER. — Ueber magnetische Susceptibilität und Atommagnetismus (Sur la susceptibilité magnétique et le magnétisme atomique). — P. 83-90.

Les auteurs ont repris l'étude de l'aimantation de l'eau et d'un certain nombre de sels de métaux magnétiques et de l'influence de la température sur cette aimantation.

---

[1] Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 706 ; 1897.

Ils opèrent par la méthode imaginée par Quincke (¹), légèrement modifiée ; au lieu de lire la hauteur d'ascension du liquide dans la branche étroite du tube en U qui est disposée dans le champ, on mesure l'augmentation de pression nécessaire pour ramener le niveau du liquide à sa première position, après l'excitation du champ.

Ils ont trouvé que la susceptibilité de l'eau varie avec la température d'après la relation

$$\varkappa = -0,647\,(1 - 0,00164.t).\,10^{-6}\ \text{C. G. S.}$$

Cette diminution du diamagnétisme de l'eau avec la température est en désaccord avec ce qu'on avait observé jusqu'ici.

La susceptibilité des dissolutions de chlorure, sulfate et nitrate de Fe, Mn, Co et Ni mesurée à une température constante, s'est montrée indépendante de l'intensité du champ ; elle ne dépend que de la teneur en métal, le chlorure, le sulfate et le nitrate donnant la même valeur pour la même concentration, et elle varie proportionnellement à cette teneur en métal.

On peut, en tenant compte de l'influence de l'eau, calculer ce que G. Wiedemann a appelé le *magnétisme atomique* pour ces quatre métaux. On trouve ainsi, pour les valeurs absolues en unités C. G. S. de $\varkappa.10^6$ par atome-gramme du métal :

Nickel............	$4,95 = 2 \times 2,5$
Cobalt............	$10,0 = 4 \times 2,5$
Fer...............	$12,5 = 5 \times 2,5$
Manganèse........	$15,0 = 6 \times 2,5$

Les magnétismes atomiques des quatre métaux sont donc entre eux comme les nombres

$$2,\ 4,\ 5,\ 6.$$

G. Wiedemann avait déjà conclu de ses recherches que les magnétismes atomiques de ces métaux étaient entre eux comme les nombres d'une série

$$a,\ a + b,\ a + \frac{3}{2}b,\ a + 2b,$$

qui n'est autre que la précédente, pour $a = b$.

Les auteurs se proposent de rechercher s'il n'y a pas de métaux qui correspondent aux termes 1 et 3 qui manquent dans leur série.

(¹) Voir *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. IV, p. 40; 1885.

En comparant leurs mesures à celles de Quincke, ils ont été amenés à placer le chrome entre le nickel et le cobalt.

H. Bagard.

Robert DEFREGGER. — Ueber den thermomagnetischen longitudinal Effect beim Wismuth (Sur l'effet thermomagnétique longitudinal dans le bismuth). — P. 97-102.

On sait que MM. A. v. Ettingshausen et W. Nernst(1) ont découvert le phénomène suivant, analogue au phénomène de Hall : Lorsqu'un courant calorifique est établi dans le sens de la longueur d'une lame métallique, placée perpendiculairement à un champ magnétique, il naît une force électromotrice dans la direction de la largeur. Ce phénomène a été appelé « effet transversal thermomagnétique ».

Ces physiciens ont annoncé aussi l'existence d'un « effet longitudinal thermomagnétique », c'est-à-dire d'une force électromotrice dans la direction du flux calorifique. En reliant à un galvanomètre, par des fils métalliques, un point du bord d'une lame de bismuth qu'on échauffe et un point du bord opposé qu'on refroidit, et en compensant la force électromotrice thermoélectrique existant déjà en l'absence du champ magnétique, on obtient une nouvelle force électromotrice dans le circuit lors de l'excitation du champ. Cet effet longitudinal n'a été observé que dans le bismuth et, de plus, il s'est montré très faible par rapport à l'effet transversal et très irrégulier.

M. Defregger, qui a repris l'étude de cet effet longitudinal thermomagnétique, a reconnu que ce phénomène était dû à une modification de la force électromotrice thermoélectrique initiale du couple constitué par le bismuth et le métal des électrodes sous l'influence du champ magnétique. Il lui a suffi, en effet, pour le faire disparaître, d'annuler cette force électromotrice thermoélectrique initiale en soudant les électrodes de cuivre, non plus sur les bords mêmes de la lame de bismuth, mais sur deux appendices de ce métal faisant corps et moulés avec la lame. Pour quelques lames bien homogènes préparées de cette façon, le galvanomètre n'indiqua plus le moindre effet pour les champs les plus intenses, alors qu'on observait un effet considérable au moyen d'électrodes de cuivre soudées sur les bords mêmes de ces lames.

(1) A. v. Ettingshausen et W. Nernst, *Wied. Ann.*, 29, p. 343 ; 1886.

M. Defregger rechercha ensuite la relation existant entre la force électromotrice thermoélectrique précédente et l'intensité du champ magnétique. On avait remarqué, avant lui, que l'action du champ dépend non seulement de son intensité, mais aussi de son sens, ce qui s'explique par la nature cristalline du bismuth. D'après M. Defregger, il existe dans tout barreau de bismuth un vecteur dont la composante suivant la direction des lignes de force détermine l'anomalie précédente.

Par conséquent, cette anomalie disparaît pour certaines positions du barreau de bismuth dans le champ magnétique. Dans ce cas, la relation cherchée est, en appelant e la force électromotrice thermoélectrique pour l'intensité M du champ, et e_0 la force électromotrice pour l'intensité 0,

$$\frac{e - e_0}{e_0} = 0{,}003392 + 0{,}0000102M.$$

En taillant de petits barreaux suivant différentes directions dans un morceau de bismuth, M. Defregger a pu étudier l'influence de l'orientation par rapport au flux calorifique et aux lignes de force sur la force électromotrice et l'anomalie. Il a constaté, en particulier, que, si le flux calorifique a lieu suivant l'axe principal cristallographique, l'anomalie disparaît pour toute position du cristal dans le champ. La relation est alors :

$$\frac{e - e_0}{e_0} = 0{,}001050 + 0{,}00001093M - 0{,}000.000.000.000.449M^2.$$

Si le flux calorifique a lieu perpendiculairement à l'axe principal, l'effet du champ est extrêmement faible, etc.

Enfin l'action du champ, qui augmente d'abord proportionnellement à son intensité, semble tendre vers un maximum pour des champs de plus en plus intenses.

H. BAGARD.

H. JAEGER. — Magnetische Spiegelbilder (Images magnétiques). — P. 137-141.

M. Silvanus P. Thompson [1] a observé que, lorsqu'un courant naît ou cesse dans une bobine disposée sur une plaque de fer, celle-ci

[1] Silvanus P. THOMPSON, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXIX, 39, p. 213; 1895.

exerce sur le champ dû au courant une action identique à celle d'une seconde bobine qui occuperait la position de l'image de la première par rapport à la plaque de fer et qui serait parcourue par le même courant.

M. Jæger a constaté que la plaque de fer joue le même rôle dans le cas d'un courant constant. Le champ d'un courant rectiligne est doublé quand le conducteur repose sur une plaque de fer plane; si le fil est à une certaine distance de la plaque, celle-ci exerce le même effet qu'un second courant occupant la position de l'image du premier. Le même phénomène s'observe avec un solénoïde traversé par un courant constant et orienté d'une manière quelconque par rapport au miroir magnétique.

H. BAGARD.

V. v. LANG. — Ueber die electromotorische Gegenkraft des Aluminiumlichtbogens (Sur la force électromotrice inverse de l'arc à électrodes d'aluminium). — P. 191-194.

On sait qu'un appareil à électrolyse dont les électrodes sont respectivement en charbon et en aluminium, présente une force électromotrice inverse de 22 volts quand le courant passe dans le sens aluminium-charbon [1].

En mesurant la force électromotrice inverse de l'arc entre électrodes d'aluminium, M. v. Lang a trouvé des valeurs assez incertaines, à cause de l'inconstance de l'arc, mais assez voisines de 22 volts aussi.

Quand l'un des crayons est en aluminium et l'autre en charbon, la force électromotrice inverse est aussi grande que pour deux crayons de charbon si le courant va du charbon à l'aluminium, tandis qu'elle est beaucoup plus faible, si le courant va de l'aluminium au charbon. M. v. Lang a constaté qu'on pouvait transformer un courant alternatif en courant continu en lui faisant traverser un arc de cette nature; il a pu ainsi transformer 6 0/0 d'un courant alternatif à 100 volts. Il est à remarquer qu'ici le courant continu obtenu va de l'aluminium au charbon, tandis que dans la transformation par passage à travers un appareil à électrolyse, le courant continu va du charbon à l'aluminium.

H. BAGARD.

---

[1] Voir, à ce sujet, *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 52; 1898.

F. POCKELS. — Ueber das magnetische Verhalten einiger Basaltischer Gesteine (Sur l'attitude magnétique de quelques roches basaltiques). — P. 195-201.

L'auteur a étudié l'aimantation temporaire et l'aimantation rémanente de quelques échantillons de basalte présentant des propriétés magnétiques bien marquées, dues à une teneur considérable en magnétite. L'allure générale des courbes d'aimantation pour ces minéraux est analogue à celle qu'on observe pour le fer doux. L'aimantation temporaire ou rémanente croît d'abord plus vite que l'intensité du champ, puis plus lentement pour des intensités croissantes, le coude étant beaucoup plus marqué pour l'aimantation rémanente que pour l'aimantation temporaire. Le rapport de l'aimantation rémanente à l'aimantation temporaire croît d'abord rapidement avec l'intensité du champ, puis devient sensiblement constant ou diminue.

D'ailleurs la susceptibilité est très faible par rapport à la teneur en magnétite, si on la compare à la susceptibilité de la magnétite compacte, ce qui est d'accord avec ce qu'on sait sur la susceptibilité des métaux magnétiques très divisés.

Cette faible valeur de la susceptibilité permet de conclure que l'induction produite par le magnétisme terrestre dans ces roches basaltiques (et *a fortiori* dans les autres roches de teneur plus faible en magnétite) est trop faible pour expliquer à elle seule les perturbations locales plus ou moins considérables qu'on observe dans le champ terrestre au voisinage de certains gisements de ces roches.

M. Pockels pense qu'il faut chercher cette explication dans l'augmentation de l'aimantation rémanente de ces roches sous l'action des décharges de l'électricité atmosphérique. De la grandeur de l'aimantation rémanente ainsi atteinte on pourra peut-être tirer une évaluation des intensités maxima mises en jeu dans les décharges de la foudre.

H. Bagard.

F. RICHARZ et W. ZIEGLER. — Messung der Temperatur von Electolyten an der Oberfläche sehr kleiner Electroden (Mesure de la température d'un électrolyte à la surface de très petites électrodes). — P. 261-267.

Un tube à réaction de 24 millimètres de diamètre contient de l'acide sulfurique à 20 0/0 dans lequel plongent deux électrodes en platine, l'une sous forme de feuille appliquée contre la paroi, l'autre,

dans l'axe du tube, sous forme de fil (ayant par exemple $0^{mm},1$ d'épaisseur et 18 millimètres de longueur) : ce tube est entouré de glace.

Les auteurs déterminent la température tout près du fil au moyen du couple Le Chatelier. En faisant croître graduellement l'intensité du courant à partir de 0,5 ampère, ils constatent qu'on ne peut dépasser un certain maximum voisin de cette valeur sans que la température atteigne sur le fil le point d'ébullition de l'électrolyte. Le calcul les conduit d'ailleurs à une valeur de la température sensiblement égale à celle qu'ils observent.

Il résulte de cette élévation considérable de la température, dans le voisinage de cette petite électrode, une diminution considérable aussi de la résistance de la cellule électrolytique. C'est là une cause d'erreur pouvant intervenir dans les mesures de la polarisation qui reposent sur une application de la loi d'Ohm faite en supposant la résistance constante.

H. Bagard.

H. EULER. — Ueber die Beweglichkeit von nicht dissociirten und dissociirten Moleculen (Sur la mobilité des molécules dissociées et des molécules non dissociées). — P. 273-277.

On regarde généralement aujourd'hui la conductibilité électrolytique et la vitesse de diffusion comme des fonctions de la résistance que rencontrent les ions et les molécules dans leurs déplacements. Mais on ignore encore les relations générales qui lient la mobilité propre à chaque élément, ion ou molécule, à ses autres propriétés.

Il semble cependant qu'il existe une relation assez simple entre les poids moléculaires et la vitesse de diffusion pour les molécules électriquement neutres.

L'auteur, ayant mesuré la vitesse de diffusion des halogènes à l'état de molécules (Cl^2, Br^2, I^2) dans l'eau, la benzine, le sulfure de carbone, a trouvé que cette vitesse de diffusion est inversement proportionnelle à la racine carrée du poids moléculaire.

Hüfner avait déjà trouvé cette relation entre la vitesse de diffusion des gaz dans l'eau et leur poids moléculaire [1].

Cette loi semble être générale. M. Euler montre, en effet, qu'elle est encore applicable à un grand nombre de substances organiques de poids moléculaire élevé.

---

[1] Voir *Journal de physique*, 3e série, t. VI, p. 161 ; 1897.

Mais si, des molécules électriquement neutres, on passe aux ions, on ne voit plus de relation de cette nature entre la mobilité et la masse. Les halogènes, par exemple, à l'état d'ions, présentent sensiblement la même vitesse de transport malgré la différence de leurs poids atomiques.

M. Euler pense que l'influence de la masse est alors masquée par le fait de l'*hydratation des ions*. Il cite, à l'appui de cette opinion, le cas de l'hydrogène qui ne pourrait, à l'état d'ion, entrer en combinaison avec l'eau et qui, en réalité, présente la vitesse de transport de beaucoup la plus grande, en même temps qu'une vitesse de diffusion extraordinairement grande aussi à l'état moléculaire. Avec cette manière de voir, la mobilité d'un ion simple dépendrait donc de la masse du dissolvant entrant en combinaison avec cet ion, laquelle masse varierait d'ailleurs d'un ion à l'autre.

H. Bagard.

F. BRAUN. — Ueber Bewegungen, hervorgebracht durch den electrischen Strom (Sur les mouvements produits par le courant électrique). — P. 324-328.

Lorsqu'on fait passer un courant à travers deux électrolytes séparés par une membrane perméable, l'un ou l'autre des deux liquides traverse la membrane sous l'influence du courant, suivant le sens de celui-ci. Mais, si la tension de la membrane n'est pas la même au contact de ces deux liquides, il se produit des variations de tension qui changent elles-mêmes avec le sens du courant. Quand la membrane est courbée, on peut observer facilement que sa déformation change de sens en même temps que le courant.

H. Bagard.

W. JAEGER. — Umwandlung des Zinksulfats beim Clarkelement (Transformation du sulfate de zinc dans l'élément Clark). — P. 354-365.

L'hydrate ordinaire de sulfate de zinc, $ZnSO^4 + 7H^2O$, se transforme à la température de 39° en un autre hydrate, $ZnSO^4 + 6H^2O$. La solubilité de ce nouvel hydrate est, pour les températures inférieures à 39°, plus grande que celle de l'hydrate normal.

Cette transformation peut se produire et persister par la suite dans l'élément Clark quand il a été porté à une température de 50-60°. La



force électromotrice est alors altérée : elle est, à $t°$, en volts,

$$E_t = 1{,}400_5 - 0{,}00152\,(t - 39) - 0{,}000007\,(t - 39)^2$$

pour l'élément *normal* ($ZnSO^4 + 7H^2O$), et

$$E'_t = 1{,}400_5 - 0{,}00102\,(t - 39) - 0{,}000004\,(t - 39)^2$$

pour l'élément *anormal* ($ZnSO^4 + 6H^2O$).

Conclusion pratique. — Il ne faut pas exposer l'élément Clark à des températures supérieures à 40°. Au moment de s'en servir, il est bon de s'assurer qu'on a affaire à la modification normale du sulfate de zinc, qu'on détermine d'ailleurs par la simple projection d'un cristal normal dans la dissolution.

H. BAGARD.

W. NERNST et A.-M. SCOTT. — Ueber Polarisation an dünnen Metallmembranen (Sur la polarisation sur les membranes métalliques minces). — P. 386-389.

On a rendu compte, dans ce journal [1], d'une polémique engagée entre M. Arons et M. Luggin à propos de la polarisation sur les diaphragmes métalliques très minces intercalés dans une auge à électrolyse. On sait que M. Arons a émis l'opinion que la petitesse de la polarisation observée devait être attribuée à une dépolarisation à travers le diaphragme, tandis que M. Luggin admet, au moins dans le cas d'une feuille d'or, une conduction par les pores.

MM. Nernst et Scott ont pensé qu'on pouvait trancher le débat en intercalant l'auge électrolytique, munie d'électrodes impolarisables et pourvue d'un diaphragme très mince en or, dans l'appareil qui sert à déterminer à la fois la résistance électrolytique et la capacité de polarisation par la méthode des courants alternatifs et du téléphone, imaginée par M. Kohlrausch. L'expérience a indiqué une capacité finie et une résistance des pores finie aussi, de sorte que MM. Arons et Luggin ont tous deux raison dans leurs affirmations respectives : il y a, dans le cas de la feuille d'or, à la fois la dépolarisation admise par M. Arons et la conduction poreuse admise par M. Luggin. Cependant, quand la feuille d'or est très mince, c'est la conduction poreuse qui l'emporte, car la valeur obtenue pour la capacité devient extrêmement petite.

---

(1) Voir *Journal de physique*, 3e série, t. VI, p. 154 ; 1897.

Les auteurs rappellent très judicieusement que la conductibilité spécifique d'une feuille d'or mince est beaucoup plus faible que celle de l'or massif, ce qui montre, une fois de plus, l'existence d'un très grand nombre de pores.

En opérant sur une feuille de platine de $0^{mm},001$ d'épaisseur, platinée sur ses deux faces, ils ont trouvé une valeur infinie pour la résistance des pores, qui, par conséquent, n'existent pas, et une valeur considérable pour la capacité, de sorte qu'ici c'est l'interprétation de M. Arons qui seule est applicable.

Ces expériences montrent que la méthode du « pont à téléphone » peut convenir à la recherche du mode de conduction électrique auquel on a affaire dans des cas compliqués.

H. Bagard.

F. KOHLRAUSCH. — Erscheinungen bei der Electrolyse des Platinchlorids (Phénomènes qui se présentent dans l'électrolyse du chlorure de platine).

M. Kohlrausch a entrepris l'étude de l'électrolyse du chlorure de platine, qui présente un grand intérêt, ne serait-ce que parce qu'on ne connaît pas encore la valence qu'a le platine dans ce corps, pas plus d'ailleurs que l'équivalent électrochimique du platine qui s'en sépare.

1. — *Expériences sur l'hydrure de chlorure de platine*, H^2PtCl^6. — Le corps, qu'on appelle vulgairement chlorure de platine et qui est vendu couramment dans le commerce sous ce nom, pour le platinage, est en réalité de l'hydrure de chlorure de platine, H^2PtCl^6.

M. Kohlrausch a d'abord observé que, lorsqu'on électrolyse une dissolution de ce corps à 4 0/0 (bain de Kahlbaum), il n'y a pas proportionnalité entre la masse de platine précipitée et la quantité d'électricité employée $\int idt$; la masse de platine déposée croît plus vite que la densité du courant. En outre, la cathode perd de son poids quand on la porte au rouge, ce qui ne peut s'expliquer que par une union antérieure du platine avec de l'hydrogène dégagé par le courant.

En calculant la valence du platine d'après les résultats de l'électrolyse, on trouve une valeur comprise entre 2 et 3, laquelle n'est que grossièrement approchée, étant donnée la perte de poids ci-dessus mentionnée, mais permet néanmoins d'exclure l'hypothèse qu'on a faite d'une valence égale à 8.

II. — *Expériences sur le chlorure de platine*, $PtCl^4,5H^2O$. — Il semble *a priori* en étudiant une dissolution aqueuse de ce composé, qu'on obtiendra des résultats plus simples qu'avec le précédent et qu'il deviendra possible de déterminer l'équivalent électrochimique du platine. Ce nouveau sel se distingue du premier par une conductibilité plus faible et l'absence de précipité avec le chlorure d'ammonium.

M. Kohlrausch a observé avec ce corps un fait inattendu. Pour une faible densité de courant $\left(\text{de } \frac{1}{300} \text{ à } \frac{1}{50} \text{ d'ampère par centimètre carré}\right)$, la cathode n'est aucunement altérée et n'éprouve pas d'augmentation de masse. Ce n'est qu'à partir d'une densité supérieure à $\frac{1}{40}$ d'ampère par centimètre carré que sa masse augmente. Puis pour une densité d'environ $\frac{1}{4}$ d'ampère par centimètre carré, on voit un faible dégagement gazeux à la cathode.

Ce fait que le platine ne se dépose pas pour de faibles courants ne peut s'expliquer qu'en admettant que *le dépôt du platine n'est pas une action primaire du courant*. Le seul cation possible, dans cette hypothèse, serait l'hydrogène qui devrait, par suite, faire partie constituante de l'électrolyte. Le platine précipité par des courants plus intenses résulterait alors d'une action secondaire consistant dans la réduction du sel par l'hydrogène mis en liberté.

En calculant l'équivalent électrochimique du platine d'après les résultats de l'électrolyse, comme s'il était déposé par le courant même, M. Kohlrausch a trouvé de 30 à 31 milligrammes par ampère-minute, ce qui donnerait pour valence de l'atome un nombre voisin de 4.

Quand le dépôt de platine n'est pas trop faible, on voit la cathode (feuille de platine) *se courber* en sens contraire du courant. Ce phénomène qui se produit avec les deux variétés de chlorure, semble indiquer une contraction du précipité, une diminution de volume accompagnant la pénétration de l'hydrogène électrolytique ; et, en fait, M. Kohlrausch a observé qu'une feuille mince de platine, disposée comme cathode entre deux anodes, perdait 2 1/2 0/0 de sa surface. Enfin, circonstance curieuse aussi, la courbure de la cathode continue à croître fortement pendant 10 à 20 secondes après l'interruption du courant.

L'hypothèse de l'hydrogène cation se confirme par ce qu'on observe

à l'anode. Le gaz qui s'y dégage est, en effet, non pas du chlore, mais de l'*oxygène*.

Il est alors très vraisemblable que le « chlorure de platine » existe en solution à l'état H^2PtCl^4O. Cette hypothèse expliquerait très simplement pourquoi le sel ne peut abandonner à chaud une dernière molécule d'eau sans se décomposer : cette dernière molécule serait, en réalité, de l'eau de constitution.

Les mesures des nombres de transport pourront faire savoir quels sont les ions véritables de ce composé. Si l'anion est $PtCl^4O$, comme on peut le supposer, la combinaison qu'on considère comme un chlorure de platine apparaîtrait alors comme un acide analogue à l'acide sulfurique.

L'action secondaire qui produit le dépôt du platine serait



$$2H^2 + 3(H^2PtCl^4O) = Pt + 2(H^2PtCl^6) + 3H^2O.$$

Si l'hypothèse actuelle sur la constitution du chlorure de platine est bien confirmée, elle expliquera aussi pourquoi le chlore électrolytique n'attaque pas le platine : ce métal n'intervenant pas comme anion dans l'électrolyse, ne pourrait, en effet, quitter l'anode.

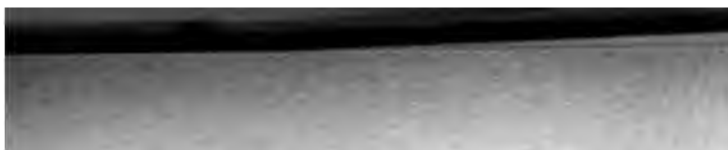
H. BAGARD.

W. von BEZOLD. — Ueber die Untersuchung electrischer Drathwellen mit Hülfe von Staubfiguren (Sur la recherche des ondes électriques stationnaires dans les fils au moyen des figures de Lichtenberg). — P. 124.

L'auteur rappelle les résultats d'expériences qu'il a faites vers 1870 : On produit une décharge électrique à l'extrémité d'un fil AB de quelques mètres de longueur; les extrémités A et B sont respectivement reliées à deux tiges métalliques (aiguilles à tricoter) dont la pointe repose sur une plaque d'ébonite ; l'autre face de cette plaque porte une lame conductrice reliée au sol. Si on projette ensuite sur la plaque d'ébonite un mélange de soufre et de minium, on obtient des figures qui sont larges au point correspondant à A, et larges ou petites à l'autre point, suivant la longueur du fil.

Ces expériences prennent un intérêt particulier depuis la découverte des oscillations hertziennes et semblent permettre de mettre en évidence les nœuds et les ventres produits dans les fils, tout au moins pour des expériences de démonstration.

CH. MAURAIN.



K.-R. KOCH. — Ueber das Verhalten der Dielectricitatsconstante und des Brechungsexponenten im magnetischen Felde (Sur l'action d'un champ magnétique sur la constante diélectrique et l'indice de réfraction). — P. 132.

L'auteur a étudié antérieurement l'influence possible d'un champ magnétique sur la constante diélectrique : les résultats ont été négatifs.

Dans le travail actuel il a étudié l'influence possible du champ magnétique sur l'indice de réfraction. L'emploi d'un réfractomètre interférentiel permettait de donner aux expériences une grande précision. Cependant les résultats obtenus ont été négatifs [1]. L'auteur a opéré successivement : 1° pour les gaz et les liquides, avec un champ uniforme de 2 ou 3,000 unités produit par une bobine (une variation dans l'indice de 3.10^{-6} eût été appréciable) ; 2° pour les solides, avec un champ intense produit par la méthode de l'isthme, ou encore avec le champ non uniforme produit par un seul pôle d'électro-aimant (une variation de 10^{-8} à 10^{-7} eût alors été appréciable).

Ch. Maurain.

I. FROHLICH. — Ringformiges Inductionsnormale (Étalon de self induction en forme d'anneau). — P. 142.

L'auteur donne longuement la description de cet étalon, dont il avait besoin pour d'autres recherches. L'étalon est constitué par une couche de fil de cuivre enroulée sur un noyau annulaire de marbre, dont les dimensions ont été mesurées avec le plus grand soin. Son coefficient de selfinduction L est calculé par les formules usuelles; il a été, de plus, comparé à ceux de deux bobines cylindriques de dimensions bien connues, A et B. Il y a accord très satisfaisant entre les nombres $\frac{L}{L_A}$ et $\frac{L}{L_B}$ calculés et mesurés, de sorte que L peut être considéré comme connu avec une approximation supérieure à $\frac{1}{500}$.

Ch. Maurain.

[1] J'ai fait moi-même à ce sujet, il y a trois ans, des expériences sur les sels de fer, par une méthode interférentielle : elles ont donné, comme celles de M. Koch, des résultats négatifs.

Ch. M.

O. LEHMANN. — Ueber electrischen und magnetischen Wind (Sur le vent électrique et magnétique). — P. 285.

Il a été donné de ces phénomènes plusieurs explications que l'auteur expose en décrivant les expériences qui s'y rapportent (électrisation des particules d'air, des poussières ou des ions chargés antérieurement; nouvelles théories de la décharge électrique, de Coldstein, Hertz, E. Wiedemann). Il pense que les nombreuses expériences faites n'ont pas été assez précises ni assez simples pour qu'on en puisse tirer une explication complète et décrit de nouvelles expériences faites par lui.

Ch. Maurain.

L. ARONS. — Ueber den Extrastrom beim Unterbrechen electrischen Stromkreises (Sur l'extra-courant de rupture). — P. 177.

L'auteur considère l'extra-courant de rupture comme produit par une augmentation rapide de la résistance, qui passe en un certain temps τ de sa valeur initiale r à une valeur infinie. Il prend, comme exemple, la loi de variation en fonction du temps, représentée par $r' = r \frac{\tau}{\tau - t}$, qui satisfait aux conditions aux limites et donne les expressions du courant et de la force électromotrice en fonction du temps.

Ch. Maurain.

C. FROMME. — Ueber die Wirkung von Erschütterungen auf den Magnetismus (Influence des trépidations sur le magnétisme). — P. 314.

L'auteur a cherché l'influence possible des décharges électriques et des trépidations sur les propriétés magnétiques :

1° Une décharge électrique se produisant au voisinage ou au travers d'un fil de fer ou d'un tube à limaille de fer ne change ni la susceptibilité magnétique, ni l'aimantation permanente.

2° Lorsqu'on soumet alternativement des fils à l'aimantation et à des trépidations produites par des chutes répétées, d'une petite hauteur, sur du bois ou du papier, non seulement le magnétisme permanent est diminué, mais aussi la susceptibilité. Pour une série

d'expériences, la diminution est plus grande si l'aimantation a précédé les trépidations, que si on a suivi l'ordre inverse. Mais, si on fait plusieurs séries, la diminution observée décroît et tend vers une limite qui est la même, qu'on ait commencé les expériences par une aimantation ou par la production de trépidations.

CH. MAURAIN.

MAX WIEN. — Ueber die Verwendung des Electrodynamometers im Nebenschuss (Sur l'emploi de l'électrodynamomètre en dérivation). — P. 390.

Soient r_1 et l_1 la résistance et la self-induction de la branche contenant l'électrodynamomètre; r_2, l_2, les mêmes quantités pour l'autre branche. M. Wien calcule la déviation de l'instrument dans le cas d'un courant périodique représenté par une série de Fourier.

1° Si on a $\frac{r_1}{r_2} = \frac{l_1}{l_2}$, la déviation est proportionnelle à la somme des carrés des amplitudes des termes successifs, comme cela aurait lieu si l'électrodynamomètre était placé directement dans le circuit. On sait comment on peut s'arranger de façon à réaliser cette condition, en constituant par les résistances (r_1l_1) (r_2l_2) deux des branches d'un pont de Wheatstone, et en faisant varier l'une des résistances par exemple.

2° Si $l_2 = o$ et que $l_1^2\omega_2$ soit faible par rapport à r_1^2, la déviation mesure sensiblement le carré de l'amplitude du terme principal de la série.

Ch. MAURAIN.

SWANTE ARRHENIUS. — Versuche über electrische Spitzwirkung (Recherches sur le pouvoir des pointes). — P. 305.

Un appareil à 4 pointes en forme de tourniquet est suspendu par un fil de torsion à l'intérieur d'un conducteur sphérique dont il est isolé; il est relié à une source à potentiel connu E (mesuré par un électromètre), et le conducteur sphérique est relié au sol par l'intermédiaire d'un galvanomètre très sensible, indiquant une intensité de courant I. On mesure par la méthode du miroir la torsion T du fil de suspension pendant l'expérience. Voici les principaux résultats obtenus :

1° $\frac{T}{I}$ décroît lentement quand I croît.

2° Pour que la décharge commence, c'est-à-dire que I soit différent de zéro, E doit atteindre une certaine valeur, ensuite E croît plus lentement que I.

3° Pour une valeur donnée de I, le rapport $\frac{T}{I}$ est plus faible quand la source est négative que quand elle est positive ; cette différence est d'autant plus grande que la pression du gaz est plus faible ; elle est peu marquée pour certains gaz, par exemple pour l'oxygène.

4° Les valeurs de $\frac{T}{I}$ correspondant à un même gaz sont très sensiblement proportionnelles à la pression, ce qui semble appuyer l'idée que ce sont les molécules gazeuses elles-mêmes qui interviennent dans la décharge et non pas les poussières.

DU BOIS. — Ueber magnetische Schirmwirkung (Sur les écrans magnétiques). P. 347.

Calcul du champ magnétique à l'intérieur de sphères ou de cylindres creux placés dans un champ uniforme d'intensité donnée normal à l'axe des cylindres.

Ch. MAURAIN.

H.-F. WEBER. — Berücksichtigung der Formen der Wechselstrom-Spannungen und Wechselstromintensitäten bei den Messungen von Capacitäten und Inductionscoefficienten mittels Wechselstrom (Influence de la forme de la force électromotrice alternative dans la mesure des capacités et des coefficients d'induction au moyen des courants alternatifs). — P. 366.

I. — L'emploi des courants alternatifs fournit un moyen commode pour déterminer les capacités et les coefficients d'induction. Mais les formules qu'on applique généralement ne sont établies que dans le cas où le courant est sinusoïdal. L'auteur établit les formules qui conviennent dans le cas d'un courant périodique quelconque, qu'il représente par une série de Fourier. Si le courant est de la forme

$$i = c.2\pi n\,[P_1.\cos(2\pi nt + \alpha_1) + 3P_3 \cos.(6\pi nt + \alpha_3) + ...],$$

la valeur trouvée pour la capacité est égale à la valeur ordinaire-

ment admise, multipliée par le facteur de correction

$$f=\sqrt{\frac{1+\frac{P_3^2}{P_1^2}+\frac{P_5^2}{P_1^2}+\dots}{1+9\frac{P_3^2}{P_1^2}+25\frac{P_5^2}{P_1^2}+\dots}}.$$

Dans le cas d'un coefficient d'induction le coefficient de correction est

$$f'=\sqrt{\frac{1+\frac{1}{9}\frac{P_3^2}{P_1^2}+\frac{1}{25}\frac{P_5^2}{P_1^2}+\dots}{1+\frac{P_3^2}{P_1^2}+\frac{P_5^2}{P_1^2}+\dots}}.$$

Il donne comme exemples : 1° le courant d'une machine Siemens sans fer, peu différent d'une sinusoïde. Les facteurs de correction sont alors $f=0{,}9935$; $f'=0{,}9998$. 2° Le courant d'un alternateur Ganz, plus irrégulier, pour lequel $f=0{,}632$; $f'=0{,}932$.

II. — Il discute ensuite une méthode graphique indiquée par Stefan pour se rendre compte de la plus ou moins grande différence qui existe entre la forme d'un courant et une sinusoïde : on constitue le circuit par une résistance sans self-induction, à laquelle on donne les valeurs successives $r_1, r_2, r_3, \dots$; on mesure les intensités efficaces correspondantes $i_1, i_2, i_3, \dots$; puis on construit une courbe en portant ces valeurs les unes en abscisses, et les autres en ordonnées ; d'après Stefan, si cette courbe est sensiblement une droite, on pourra en conclure que même dans les cas où la force électromotrice est éloignée de la forme sinusoïdale, la courbe obtenue est encore sensiblement une ligne droite. Il est donc nécessaire de déterminer la forme du courant, de chercher les coefficients de la série représentative et de calculer ainsi les corrections à apporter aux formules ordinaires.

Ch. Maurain.

O. WIEDEBURG. — Ein physikalisches Entwickelungsprincip (Un principe de développement en physique). — P. 154.

L'auteur continue à développer les considérations sur les transformations non reversibles dont il s'est occupé dans plusieurs mémoires publiés en 1897. Pour lui, les déformations permanentes obtenues par torsion s'expliquent par l'introduction dans les équations de la thermodynamique de termes de viscosité : en particulier,

si ψ désigne l'angle de torsion, le terme de viscosité introduit est proportionnel à $\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2$. Mais, en même temps, l'auteur complique ses équations en introduisant un terme proportionnel à $\left(\frac{dS}{dt}\right)^2$, S désignant l'entropie. Cette complication ne nous semble pas nécessaire ; on peut, comme l'a fait M. Duhem, traduire plus simplement le fait de déformation permanente : il suffit d'introduire, au lieu du terme proportionnel à $\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2$, un terme proportionnel à la valeur absolue de la variation de l'angle de torsion.

L. MARCHIS.

Hermann EBERT. — Versuche mit dem G. Wiedemann'schen Geysirapparat (Recherches avec l'appareil à Geyser de G. Wiedemann). — P. 342.

P. DRUDE. — Ueber die Beziehung zwischeno Trsion und Magnetismus (Sur la relation entre la torsion et le magnétisme). — P. 9.

Adolf HEYDWEILLER. — Zur Bestismmung der inneren Reibung fester Korper (Détermination du frottement intérieur des solides). — P. 56.

A. WINKELMANN. — Ueber die Aenderung des Elasticitätscoefficienten des Platins mit wachsender Temperatur (Sur la variation des coefficients d'élasticité du platine lorsque la température s'élève). — P. 117.

Prenons une lame de verre et faisons-lui subir des alternatives d'échauffements et de refroidissements entre la température ordinaire de 20° et une température voisine de la température du ramollissement. Si nous déterminons les coefficients d'élasticité d'un tel corps à la température de 20°, nous sommes conduits aux résultats suivants :

Par suite de ces oscillations de la température, les coefficients d'élasticité deviennent de plus en plus grands à partir de leur valeur initiale : au bout d'un nombre convenable d'oscillations, ils atteignent une valeur limite. A partir de ce moment, abandonnons le verre à la température ordinaire du laboratoire ; puis, au bout d'un temps long, déterminons à nouveau les coefficients d'élasticité au voisinage de 20°. Nous trouvons que ces coefficients sont revenus à leur valeur initiale.

En employant le platine à la place du verre, l'auteur est parvenu aux mêmes conclusions.

Ces faits de déformation permanente se représentent d'une

manière très nette en suivant la marche technique développée par M. Duhem [1]; en particulier, les propriétés d'un système qui dépend, hors la température, d'une seule variable affectée d'hystérésis sont celles que l'expérience nous montre dans le verre et le platine.

Toutefois, comme l'auteur le remarque lui-même, il y a des cas où, par un repos prolongé à la température ordinaire, les coefficients d'élasticité reviennent à une valeur supérieure à la valeur initiale et souvent, comme pour le platine, assez différente de cette valeur primitive. Ce déplacement de la limite correspondant à la température ordinaire résulte du recuit inévitable produit pendant les réchauffements et les refroidissements. Le verre, le platine ne sont pas des systèmes dépendant d'une seule variable affectée d'hystérésis, mais bien de deux variables, dont l'une marque le degré de trempe et de recuit du corps étudié.

L. Marchis.

P. CHAPPUIS. — Bestimmung des Ausdehnung des Wassers zwischen 0° und 40° (Détermination de la dilatation de l'eau entre 0° et 40°). — P. 202.

Le principe de la méthode employée est le suivant : Un vase cylindrique en platine iridié (alliage du mètre), complètement rempli d'eau, est mis en communication avec l'une des branches d'un tube en U contenant de l'eau et du mercure. Lorsque le vase en platine est chauffé à diverses températures croissantes, par exemple, de l'eau passe de ce dernier dans le tube en U; il en résulte une variation de niveau du mercure qui donne la dilatation de l'eau, lorsqu'on connaît la variation de volume du réservoir de platine.

L'application de cette méthode du thermomètre à poids exige certaines précautions qui sont minutieusement décrites dans le mémoire de M. Chappuis.

L'auteur est parvenu au résultat suivant :

La dilatation de l'eau entre 17° et 40° est bien représentée par la formule empirique :

$$a + bt + ct^2 + dt^3 + et^4,$$

dans laquelle :

$a = +\ 130{,}19028$ $\qquad d = -\ 7{,}3357736 \times 10^{-2}$

$b = -\ 65{,}768924$ $\qquad e = +\ 4{,}3794909 \times 10^{-4}$

$c = +\ 8{,}679663$

L. Marchis.

[1] *Zeitschrift für physikalische Chemie* (XXII, 4, — XXIII, 2 et 3; — 1897).

M. THIESEN. — Bemerkung zur Zustandsgleichung (Remarque concernant l'équation d'équilibre). — P. 329.

Par des hypothèses souvent peu justifiées, l'auteur se donne une forme d'énergie interne d'un fluide. Il en tire, par des formules connues, une forme de potentiel thermodynamique interne et aussi une expression de la chaleur spécifique sous volume constant. Les diverses expressions obtenues pour cette dernière quantité contiennent le plus souvent des fonctions inconnues qui semblent ne pas permettre une comparaison avec l'expérience.

L. Marchis.

G. TAMMANN. — Ueber die Dampfspannung von Hydraten welche beim Verwittern durchsichtig bleiben (Sur la tension de vapeur d'hydrates qui restent transparents après efflorescence. — P. 16.

Considérons un cristal qui, tout en perdant une partie de son eau, garde cependant sa transparence : au point de vue de la règle des phases, on se trouve en présence d'un système formé d'une phase solide et d'une phase gazeuse. Il en résulte que, dans ce système tout à fait analogue à celui qui est constitué par une dissolution gazeuse (phase liquide) et le gaz dégagé de la dissolution (phase gazeuse), la tension d'équilibre sera une fonction de la température et de la masse d'eau dégagée de la phase solide.

L'expérience a permis de reconnaître quels sont les cristaux qui jouissent de la propriété que nous venons de définir. Ces cristaux appartiennent tous au groupe des zéolithes. Ce sont :

L'heulandite étudiée par M. Mallard ;

La chabasie ;

La desmine ;

L'analcine étudiée par M. Georges Friedel. A cette suite, il faut ajouter le platinocyanure de magnésium, qui a été étudié par M. Tammann.

La mesure des tensions d'équilibre se fait de la manière suivante. Le corps est placé dans une enceinte fermée à température constante au-dessus d'une dissolution d'acide sulfurique de concentration connue : on attend plusieurs jours jusqu'à ce que le cristal ne varie plus de poids ; la tension d'équilibre est alors égale à la tension de vapeur de la dissolution d'acide sulfurique. Afin de prendre comme point de départ des états comparables, on laisse les cristaux séjourner

plusieurs jours soit dans l'eau, soit dans une atmosphère saturée de vapeur d'eau : on détermine alors leur composition qui a été :

$(Ca, Na^2) O, Al^2O^3, 4SiO^2 + 6H^2O$	pour la chabasie,
$CaO, Al^2O^3, 6SiO^2 + 6H^2O$	pour la desmine,
$CaO, Al^2O^3, 6SiO^2 + 5H^2O$	pour l'heulandite.

Représentons par des courbes les résultats des expériences, en prenant pour abscisses les pertes successives d'eau, et pour ordonnées les tensions d'équilibre correspondantes.

1° Pour les trois zéolithes les courbes, convexes du côté de l'axe des pressions, descendent d'abord très rapidement, puis se rapprochent beaucoup plus lentement de l'axe des abscisses.

Pour le platinocyanure la courbe est, au contraire, concave du côté de l'axe des pressions.

2° Le platino-cyanure de magnésium donne lieu à des remarques, sur lesquelles l'auteur insiste.

A la température de 19°, et pour la composition $MgPtCy^4 + 6{,}85 H^2O$, la tension d'équilibre est égale à la tension de vapeur de la dissolution saturée à la même température : or celle-ci a une composition représentée par la formule $MgPtCy^4 + 37{,}2H^2O$; dans ces conditions, une dissolution saturée de platinocyanure de magnésium peut déposer des cristaux rouge foncé dont la teneur en eau est bien inférieure à celle de la dissolution.

A 19°, la région de stabilité des cristaux rouges s'étend depuis la limite ($MgPtCy^4 + 6{,}8H^2O$, $15^{mm},7$ de tension d'équilibre) jusqu'à la limite :

[$MgPtCy^4 + 6{,}24H^2O$, 7 millimètres de tension d'équilibre].

Au-dessous de cette dernière limite on obtient d'abord l'hydrate à 5 molécules d'eau, puis un hydrate blanc qui n'a pas été étudié, enfin le sel anhydre se présente comme jaune orangé.

3° Prenons de l'hydrate transparent à 6 molécules d'eau et abaissons sa tension de vapeur au-dessous de 7 millimètres. — S'il est mélangé avec de l'hydrate à 5 molécules d'eau, de l'eau distille en passant de l'hydrate le moins riche en eau à l'hydrate le plus riche. Van der Bemmelen a observé le même fait avec la gelée d'acide silicique.

4° Enfin M. Tammann pense avoir rencontré dans les zéolithes une excellente matière pour constituer des parois semi-perméables.

L. Marchis.

F.-A. SCHULZE. — Ueber das Verhalten des Eisens in Bezug auf das Gesetz von Wiedemann und Franz (Sur la manière dont le fer suit la loi de Wiedemann et Franz). — P. 23.

La loi de Wiedmann et Franz est la suivante :

Le rapport de la conductibilité calorifique à la conductibilité électrique a sensiblement la même valeur pour les différents métaux.

Jusqu'à quel point le fer suit-il cette loi ? C'est ce que se propose de rechercher l'auteur de ce mémoire.

Il a opéré sur six barreaux : trois étaient de l'acier ; un, de la fonte ; un, de l'acier au manganèse.

La conductibilité électrique a été mesurée par la méthode de Hockin et de Matthiessen. La conductibilité calorifique a été obtenue par la méthode suivante :

L'une des extrémités du barreau étudié étant à la température ordinaire, on la met en contact avec un fort courant d'eau dont la température est supérieure de θ_2 degrés à la température ordinaire : un couple thermoélectrique indique au bout de combien de temps l'élévation de température parvient en une section déterminée du barreau. La connaissance de la chaleur spécifique et de la densité permet d'avoir la conductibilité calorifique.

L'auteur a ainsi obtenu trois séries de nombres pour le rapport qui entre dans la loi de Wiedemann et Franz.

1° Barreau de fer forgé : le rapport est voisin de 2327 (système C. G. S.) ;

2° Barreau d'acier : le rapport est égal à 1885 ;

3° Barreau d'acier au manganèse : le rapport est égal à 1406 ;

4° Barreau de fonte : le rapport est égal à 7017.

Enfin l'auteur remarque que, si on trace pour ces divers barreaux les courbes d'hystérésis, on trouve pour ce dernier barreau (fonte) des courbes très différentes des tracés relatifs aux autres barreaux, ces derniers étant d'ailleurs très rapprochés.

L. MARCHIS.

L. PFAUNDLER. — Ueber die Spannkraft der Quecksilberdämpfe im Intervall 0° bis 100° (Sur la détermination des tensions de vapeur du mercure entre 0° et 100°). — P. 36.

La méthode consiste à faire passer un courant d'air sec sur du mercure chauffé à une température connue et à observer l'augmentation de poids de tubes refroidis dans lesquels circule le mélange

d'air et de vapeur de mercure. La connaissance du volume d'air qui a ainsi circulé et de l'augmentation de poids des tubes à condensation permet de calculer la tension de vapeur du mercure à la température considérée. L. MARCHIS.

W. OSTWALD. — Betracthungen über die Dampfdrucke gegenseitig löslicher Flussigkeiten (Considérations sur les tensions de vapeur de liquides solubles les uns dans les autres). — P. 46.

L'auteur émet une hypothèse analogue à celle que James Thomson a donnée pour rendre continue l'isotherme d'un liquide : il introduit, au lieu de la portion rectiligne parallèle à l'axe des volumes, une courbe présentant un maximum et un minimum. L. MARCHIS.

G. QUINCKE. — Ein akustiches Thermometer für hohe und niedrige Temperaturen (Un thermomètre acoustique pour hautes et basses températures). — P. 66.

Considérons une enceinte à la température T : produisons dans ce milieu un son d'une hauteur déterminée et déterminons sa longueur d'onde ; une formule connue d'acoustique nous permettra d'avoir la température T. Tel est le principe de la méthode adoptée par M. Quincke, qui se sert d'un appareil interférentiel.

A. FOPPL. — Ueber die mechanische Härte der Metalle, besenders des Stahls (Sur la dureté mécanique des métaux, principalement de l'acier). — P. 103.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine ;

5e série, t. XLV ; février 1898.

J.-S. TOWNSEND. — *Propriétés électriques des gaz récemment préparés*, p. 125.

J.-G. MAC GREGOR et E.-H. ARCHIBALD. — *Sur le calcul de la conductibilité de solutions aqueuses contenant deux électrolytes qui n'ont pas d'ion commun*, p. 151.

R. APPLEYARD. — *Défauts des fils de maillechort et de platinoïde*, p. 157.

A. BATTELLI. — *Analogie entre les rayons cathodiques et les rayons de Röntgen*, p. 163.

J.-J. THOMSON. — *Théorie de la connexion entre la cathode et les rayons de Röntgen*, p. 172.

F.-J. JERVIS-SMITH. — *Nouvelle méthode pour mesurer l'angle de torsion d'un ressort en spirale tournant*, p. 183.

J. Trowbridge et J.-E. Burbank. — *La source des rayons X*, p. 185.
J.-H. Vincent. — *Sur la photographie des rides (second mémoire)*, p. 191.
P. Zeeman. — *Mesures relatives aux phénomènes de radiation dans le champ magnétique*, p. 197.

Mars 1898.

C. Chree. — *Notes sur la thermométrie*, p. 205.
J. Rosa-Innes. — *Sur la méthode absolue de lord Kelvin pour graduer un thermomètre*, p. 227.
G.-A. Miller. — *Sur les isomorphismes simples d'un groupe de substitution par rapport à lui-même*, p. 234.
J.-C. Beattie. — *Sur la résistance électrique des membranes de cobalt, de fer et de nickel dans des champs magnétiques de diverses intensités*, p. 243.
G.-B. Bryan. — *Sur la détermination de la conductivité de liquides en couches minces*, p. 253.
J. Zeleny. — *Sur l'air électrisé par l'action de la lumière ultra-violette déchargeant les conducteurs*, p. 272.
A. Campbell. — *Sur un appareil automatique pour compenser le coefficient de température de piles étalons*, p. 274.
Lord Kelvin, J. Carruthers Beattie et M. Smoluchowski de Smolan. — *Sur l'équilibre électrique entre l'uranium et un métal isolé placé à proximité*, p. 277.

Wiedemann's Annalen.

T. LXIV, n° 2; 1897.

A. Oberbeck. — *Sur la tension au pôle d'un appareil d'induction*, p. 217.
A. Coehn. — *Sur une loi relative à la production d'électricité*, p. 217.
H.-Th. Simon. — *Phénomènes acoustiques dans la flamme de l'arc électrique*, p. 233.
H. Ebert. — *Propriétés des rayons cathodiques dans les champs alternatifs*, p. 240.
G. Jaumann. — *Sur l'interférence et la déviation électrostatique des rayons cathodiques*, p. 262.
P. Lenard. — *Sur les propriétés électrostatiques des rayons cathodiques*, p. 279.
S. Lagergren. — *Sur l'amortissement des résonateurs électriques*, p. 260.
A. Ekström. — *Sur la recherche des vibrations d'un oscillateur de Hertz par la mesure d'ondes interférentes propagées dans des fils*, p. 315.
J. Stscheglayeir. — *Sur l'indice de réfraction de l'hydrophane saturée d'eau*, p. 235.
E. Gumlich. — *Dispersion rotatoire et coefficient de température du quartz*, p. 333.
C. Zeissig. — *Un cas simple de vibration transversale d'une plaque électrique rectangulaire*, p. 360.
F. Kolacek. — *Sur la loi de Lambert et la polarisation de rayons émis obliquement*, p. 398.
A. Appunn. — *Mesures du nombre de vibrations pour des sons très élevés*, p. 409.

ÉLECTROMÈTRE ABSOLU POUR PETITES DIFFÉRENCES DE POTENTIEL;

Par MM. A. PEROT et Ch. FABRY [1].

Les grandeurs que l'on rencontre en électricité, quantité d'électricité, différence de potentiel, intensité de courant, résistance, etc., ne se présentent pas avec la même simplicité lorsqu'on veut les relier aux unités fondamentales d'un système de mesures, du système C. G. S. par exemple. Une pareille détermination constitue une mesure en valeur absolue. On est amené à passer par l'intermédiaire d'une force, pour toutes les grandeurs dans les dimensions desquelles entre la masse dans le système d'unités choisi.

Dans le système électrostatique, les grandeurs immédiatement abordables sont : la quantité d'électricité, la différence de potentiel, la capacité ; dans le système électro-magnétique, ce sont : l'intensité de courant, la différence de potentiel, la résistance ; celles d'entre elles qui, se présentant immédiatement et indépendamment des autres, sont reliées directement aux unités mécaniques, sont : la différence de potentiel en électrostatique et l'intensité de courant en électromagnétisme, d'où la possibilité de construire des électromètres et des électrodynamomètres absolus.

Si V est la différence de potentiel électrostatique entre deux corps dont l'un est isolé et l'autre relié aux parois d'une enceinte qui enveloppe le système, il se produit entre eux une force mécanique F toujours attractive, qui tend à accroître l'énergie électrostatique du système, si la différence de potentiel est maintenue constante ; la relation qui lie V à F est de la forme

$$F = AV^2,$$

où A est un coefficient purement numérique, dependant seulement de la forme du système, et qui ne varie pas quand il se modifie en

[1] Ce travail a fait l'objet de plusieurs mémoires étendus : Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air (*Ann. de Ch. et de Phys.*, décembre 1897) ; — Électromètre absolu pour petites différences de potentiel (*Idem*, mars 1898) ; — Sur une nouvelle mesure du coefficient de viscosité de l'air (*Idem*, février 1898) ; — Mesure de la force électromotrice de la pile Latimer-Clark à 0° en fonction du volt international, au moyen de l'électrolyse de l'azotate d'argent (*Ann. de la Faculté des Sciences de Marseille*, t. VIII, p. 205 ; 1898).

restant semblable à lui-même. Chaque électromètre est caractérisé par la valeur de A et par ses dimensions, la valeur de A à elle seule définissant la sensibilité de l'appareil. Elle peut d'ailleurs, au moins théoriquement, être calculée, étant donnée la forme géométrique de l'appareil, soit directement, soit en partant de l'expression de la capacité et appliquant le théorème des corps à potentiels constants.

Dans les électromètres sensibles on s'efforce seulement de rendre A aussi grand que possible; dans les appareils absolus il faut, en outre, qu'on puisse l'exprimer en fonction des dimensions de l'appareil, ce qui conduit à donner à celui-ci une forme géométrique simple. Dans les appareils absolus actuellement employés, la valeur de cette constante (qui, étant purement numérique, est indépendante du choix des unités de longueur, temps et masse) est toujours assez faible; dans l'appareil de lord Kelvin elle est d'environ 5, elle est de $\frac{1}{4}$ dans celui de MM. Bichat et Blondlot. Dans l'appareil que nous avons construit, sa valeur est au contraire très élevée, à peu près 10.000 en moyenne. Aussi notre appareil peut-il être employé pour la mesure de faibles différences de potentiel, une vingtaine de volts, sans l'emploi d'un potentiel auxiliaire élevé, en suivant rigoureusement le mode idiostatique.

Notre électromètre est un appareil à plateaux, dans lequel la distance des deux plans est extrêmement petite, $0^{mm},1$ environ ; la force attractive est ainsi considérablement augmentée, car elle varie à peu près en raison inverse du carré de la distance. L'emploi d'aussi faibles distances exige que les surfaces soient parfaitement planes, et que leur écartement puisse être mesuré avec une grande précision, que seules les méthodes interférentielles pouvaient nous fournir. Nous avons été ainsi conduits à constituer les plateaux de notre électromètre par des disques de verre recouverts d'une couche d'argent conductrice, assez mince pour être transparente. L'étude des interférences produites entre ces deux surfaces permet la mesure précise de la distance des plateaux, comme on l'expliquera plus loin.

Avec des plateaux en verre aussi rapprochés on ne peut employer d'anneau de garde ; nous avons en conséquence constitué le plateau inférieur de l'appareil par la base plane d'un cylindre droit à arête vive, argenté sur les faces supérieure et latérale ; le plateau supérieur est un disque de verre d'un diamètre sensiblement plus grand, qui joue le rôle d'un plateau indéfini.

L'élégante méthode exposée par M. Potier [1] permet d'étudier la distribution électrique sur un pareil système, en négligeant la courbure du disque, dont le rayon est extrêmement grand par rapport à la distance des plateaux. La *fig.* 1 donne la forme des lignes de force et des courbes de niveau dans une section méridienne de l'appareil. Un disque de rayon R et un plan parallèle indéfini situés à une distance h s'attirent avec la même force que le feraient un disque de rayon $R + \frac{2h}{\pi}$ et un plan indéfini, chargés uniformément, la densité étant partout la même que si les surfaces étaient infinies. Il suffira

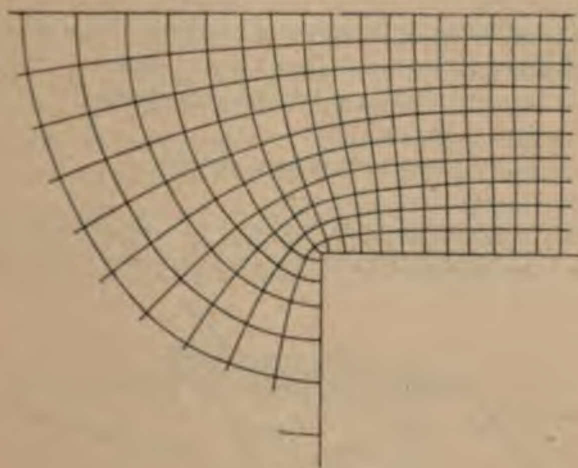


Fig. 1.

dès lors d'augmenter, pour le calcul, le rayon de $\frac{2h}{\pi}$ et de ne pas tenir compte des variations de distribution aux bords. La force attractive sera donc :

$$F = \frac{\left(R + \frac{2h}{\pi}\right)^2 V^2}{8h^2}.$$

On voit que, pour calculer V, il suffit de mesurer R et h (qui n'entrent que par leur rapport) et la force F. Les deux premières quantités seront mesurées par une méthode interférentielle, et rap-

(1) Traduction française du *Traité d'électricité* de Maxwell, t. II, p. 553.

portées ainsi à une même unité. Au lieu de mesurer la force F produite par une différence de potentiel donnée, nous avons préféré faire l'inverse, et chercher la différence de potentiel qui produit une force attractive égale au poids d'une surcharge de masse connue. Cette différence de potentiel peut être alors calculée en unité absolue. On la compare immédiatement avec celle que l'on veut mesurer par la méthode d'opposition.

Nos mesures ont été rapportées à la force électromotrice à 0° de l'étalon Latimer-Clark ; c'est à cet étalon qu'il faudra comparer la différence de potentiel qui vient d'être obtenue en valeur électrostatique.

Tel est le principe de la méthode employée. Nous allons entrer maintenant dans quelques détails sur la disposition de l'appareil, la manière de faire une mesure et les résultats obtenus.

DESCRIPTION DE L'APPAREIL.

L'appareil débarrassé de la cage qui le contient, est représenté par la *fig.* 2. Le plateau inférieur est constitué par la base plane d'un

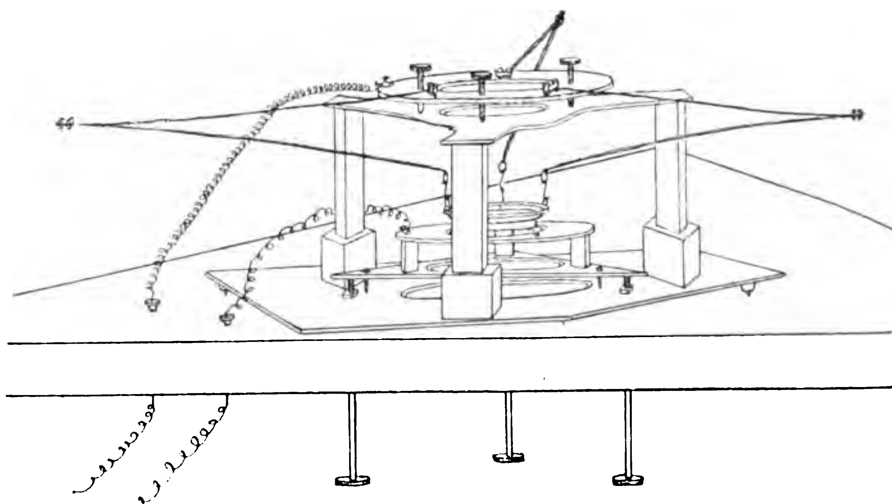


Fig. 2.

cylindre de verre ayant 6 centimètres de diamètre environ et 1 centimètre d'épaisseur. Une plaque de laiton, percée en son centre d'une ouverture un peu plus grande que le disque, porte celui-ci au moyen

de trois taquets, en sorte que presque toute sa surface peut être traversée par la lumière. Deux fils tendus en croix sur l'ouverture de la plaque marquent le centre du disque de verre. Le disque et la plaque qui le porte sont isolés au moyen de trois cales de soufre; le tout est posé sur une plaque épaisse, portée par trois vis calantes qui dépassent le fond de la boîte contenant l'appareil. On peut ainsi orienter le disque, qui restera fixe pendant une mesure.

L'autre plateau, sensiblement plus large, fait l'office de plateau indéfini; il est en verre mince (épaisseur, 2 millimètres) ; un repère tracé sur sa face supérieure en indique le centre et permet de le centrer par rapport au disque inférieur. Le plateau supérieur est suspendu à une très petite distance au-dessus de l'autre, par un système de trois ressorts, qui fléchit de 1μ sous l'action d'une surcharge de 3 milligrammes environ. Le disque, avec les ressorts qui le soutiennent, est isolé par trois cales de soufre.

Pour éviter toute trépidation, l'appareil a été placé dans une cage vitrée, suspendue par des caoutchoucs au plafond d'une cave.

Sur le plateau supérieur on peut à volonté déposer sans secousse une surcharge de quelques centigrammes, exactement pesée, consistant en une boucle de fil de platine; son mouvement[1] est obtenu



Fig. 3.

par une communication pneumatique. C'est le poids de cette surcharge qui devra produire exactement le même effet que l'attraction électrique F; pour cela, il ne suffit pas que les deux forces soient égales, il faut encore qu'elles soient appliquées au même point. On

[1] L'appareil destiné à produire ce mouvement a été supprimé sur la *fig.* 2, pour ne pas la compliquer inutilement; cet appareil est représenté à part dans la *fig.* 3, sur laquelle la surcharge se voit en A.

arrive à ce résultat en modifiant convenablement le point où se pose le poids suivant un procédé de réglage qui sera exposé plus loin.

Les plateaux sont recouverts d'une couche d'argent assez mince pour laisser passer une quantité appréciable de lumière. Le procédé Martin, avec des bains étendus d'une quantité d'eau convenable, nous a permis d'y arriver.

L'appareil doit pouvoir être traversé par un faisceau lumineux, vertical. Ce faisceau primitivement horizontal, subit deux réflexions successives, sous l'incidence de 45° sur deux miroirs, l'un vertical, l'autre incliné à 45° sur l'horizontale; il peut être ainsi dirigé verticalement suivant une direction donnée, de manière à couvrir la surface totale des lames. Après la traversée de l'appareil il est renvoyé horizontalement par un troisième miroir placé au dessus, et reçu par l'observateur qui, selon les cas, observe à l'œil nu ou avec une lunette visant les plateaux de l'électromètre.

Les contacts sur les deux disques sont pris en dehors des régions utiles et ne troublent en rien le phénomène électrique.

PRODUCTION D'UNE DIFFÉRENCE DE POTENTIEL VARIABLE.

La méthode employée exige, comme on l'a vu, que l'on puisse établir entre les plateaux de l'électromètre une différence de potentiel variable à volonté. Nous nous sommes servis pour cela d'une batterie de 13 accumulateurs Fulmen, dont l'un, C, était fermé sur deux boîtes

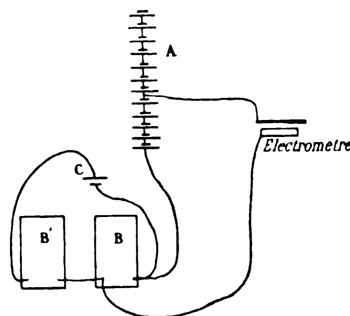


Fig. 4.

de résistances égales BB' (*fig.* 4), suivant la méthode indiquée par M. Bouty. En faisant varier le nombre d'accumulateurs pris dans la batterie A (ce que l'on fait commodément au moyen d'un coupleur à

godets de mercure), on peut faire varier la différence de potentiel de 0 à 24 volts par degrés de 2 volts environ. Les fractions de 2 volts s'obtiennent en faisant varier la résistance de la boîte B, la somme des résistances B et B' étant maintenue constante (11.110 ohms). On peut ainsi faire varier la différence de potentiel par degrés de 0v,0002, ce qui est bien plus que suffisant. Les accumulateurs Fulmen nous ont donné pleine satisfaction ; leur force électromotrice baisse très régulièrement d'environ $\frac{1}{100\,000}$ de leur valeur par heure. Pendant la durée d'une mesure, on peut la considérer comme parfaitement constante.

Chacun de ces accumulateurs est, avant ou après la mesure, comparé par la méthode d'opposition avec l'étalon que l'on veut mesurer en valeur absolue, au moyen d'un électromètre capillaire qui donne le $\frac{1}{40\,000}$ de volt.

Nous avons été amenés, pour éviter toute erreur due aux défauts d'isolement, à démonter nos boîtes de résistance et à les remonter sur des pièces isolées avec un mélange de soufre et de paraffine ; on les a réétalonnées après cette opération. L'isolement de l'ensemble de l'installation (électromètre, batterie, boîte de résistance) était tel que l'appareil relié à un électroscope à feuilles d'or et chargé au moyen d'une bouteille de Leyde, puis isolé de celle-ci, conservait encore une charge appréciable au bout d'un quart d'heure.

L'étalon auquel nous avons rapporté toutes nos mesures est l'étalon Latimer-Clark employé à 0° (ce qui est la meilleure manière de l'employer). Une série de ces piles, de la forme en H, construites avec des produits d'origine différente, et deux dispositions différentes concordent au dix-millième de volt. Ces piles concordent aussi d'une manière satisfaisante avec un étalon de M. Carpentier et un de la maison Fuess de Berlin ; ces derniers ne peuvent malheureusement pas être employés d'une façon commode à 0°.

MESURE DE LA DISTANCE DES PLATEAUX.

Les méthodes employées pour régler le parallélisme des plateaux et évaluer leur distance sont des méthodes optiques, basées sur les propriétés des lames minces argentées ; nous allons exposer ces propriétés.

Quand de la lumière homogène traverse ce que nous appellerons une *lame mince argentée* (lame mince d'air comprise entre deux lames de verre argenté), il se produit des phénomènes d'interférence dont l'aspect est différent des phénomènes ordinaires des lames minces, à cause du pouvoir réflecteur élevé des faces de lame, qui a pour effet de donner une importance considérable aux réflexions multiples.

Si Δ est la différence de marche entre l'onde directe et l'onde qui a subi deux réflexions, les ondes successives présentent avec l'onde directe des différences de marche 2Δ, 3Δ, 4Δ,... et leurs intensités vont en décroissant, mais pas très rapidement. Si Δ est un nombre entier de longueurs d'onde, toutes ces ondes sont concordantes, et l'on a maximum de lumière; mais, pour peu que Δ diffère d'un nombre entier, parmi les ondes plusieurs fois réfléchies, il s'en trouve qui ont avec l'onde directe une différence de marche qui diffère beaucoup d'un nombre entier de longueurs d'onde, et qui par suite affaiblissent beaucoup l'amplitude résultante.

Les franges auront donc l'aspect de lignes brillantes très fines tracées sur un fond presque complètement sombre. Le phénomène a quelque analogie avec celui qui se passe dans un réseau; dès qu'on s'écarte d'un maximum d'intensité, la lumière décroît très rapidement, à cause de l'existence d'ondes dont la différence de marche varie d'une manière très rapide.

D'ailleurs, un calcul dû à Airy permet de faire la théorie complète du phénomène et de calculer l'intensité lumineuse I en fonction de

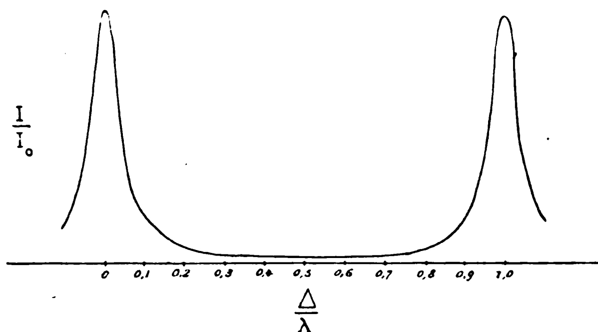


Fig. 5.

la différence de marche Δ. La *fig.* 5 montre la variation de cette fonction, en supposant le coefficient de réflexion égal à 0,75.

A une distance du maximum égale à $\frac{1}{10}$ de frange, l'intensité n'est que $\frac{1}{6}$ de sa valeur maximum. La courbe montre que la répartition de la lumière est tout à fait différente de ce qu'elle est dans un phénomène d'interférence ordinaire, dans lequel on a seulement deux ondes interférentes ; la courbe d'intensité est alors une sinusoïde, dont les minima sont nuls, si les deux ondes ont même intensité. Dans le cas de lames argentées, la faible quantité de lumière que laissent passer les deux argentures se répartit, lorsque l'éclairement est monochromatique, sur des lignes très fines dont l'intensité lumineuse peut être relativement grande.

Lorsque la lumière incidente est composée de plusieurs radiations simples, chacune donne son système de franges, et ces systèmes se juxtaposent sans se fondre, à cause de la finesse des franges brillantes. C'est ainsi qu'avec la double radiation jaune du sodium on obtient deux systèmes de franges qui, confondus lorsque l'épaisseur de la lame mince est très faible, se séparent peu à peu à partir de la 80e frange environ. Lorsqu'on arrive à la 500e, la séparation est complète, en sorte que les franges données par la radiation D_1 sont exactement intercalées entre celles que donne D_2. Au delà, les franges tendent à se confondre de nouveau, et la réunion est complète lorsqu'on arrive à la 1.000e frange, puis vient un nouveau dédoublement, etc. Les disparitions de franges observées par Fizeau sont remplacées par les dédoublements. Ces dédoublements ont été observés par M. Boulouch [1].

En employant comme lumière celle qu'émet un brûleur contenant à la fois des sels de sodium et de lithium, on obtient le système de franges jaunes et un système de franges rouges. Une coïncidence exacte ou approchée entre une frange jaune et une frange rouge se produit toutes les 8 franges environ. On peut calculer les numéros d'ordre des franges pour lesquelles ce phénomène se produit, et les franges se trouvent ainsi numérotées de 8 en 8 environ. Les coïncidences exactes sont beaucoup plus rares, en sorte que le phénomène permet de déterminer le numéro d'ordre exact de certaines franges, pourvu que l'on ait une valeur approchée de ce numéro.

A part les particularités que nous venons d'expliquer, les franges

---

[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. II, p. 316 ; 1893.

des lames minces argentées jouissent de toutes les propriétés des franges des lames minces ordinaires; chaque frange dessine une *courbe d'égale épaisseur* de la lame mince, et cette épaisseur croît d'une demi-longueur d'onde d'une frange à la suivante. Les franges sont d'autant plus écartées que les surfaces argentées sont plus près d'être parallèles. Ce sont ces franges en lumière jaune du sodium qui nous ont servi au réglage des plateaux de notre électromètre. Si ces plateaux étaient rigoureusement plans, on verrait les franges disparaître complètement lorsqu'on arriverait au parallélisme parfait. En réalité ces plateaux ont toujours une très faible courbure. On doit amener les franges à avoir le plus grand écartement possible; elles se présentent alors ordinairement sous la forme d'anneaux très écartés, au nombre de un ou deux sur la surface du disque. La distance des deux plateaux est, par suite, un tout petit peu variable d'un point à un autre. Il est facile de voir que la distance h qui doit figurer dans la formule est alors la *distance moyenne*, c'est-à-dire une distance telle que le cylindre qui a pour base la surface du disque inférieur et pour hauteur h, ait le même volume que le solide réellement compris entre les deux plateaux. Supposons que l'on ait mesuré la distance h_0 des deux plateaux comptée sur la verticale qui passe par le centre du plateau inférieur. La distance moyenne h ne diffère de la distance au centre h_0 que par une très petite correction, et *cette correction ne dépend que de la forme des surfaces*, et non des très petites variations que peut subir l'orientation du plateau supérieur. On peut donc poser :

$$h = h_0 + \varepsilon;$$

ε pourra être déterminée une fois pour toutes, avant ou après une série d'expériences; sa valeur serait nulle si les surfaces de verre étaient rigoureusement planes.

Pour déterminer cette correction, il suffit de connaître, pour une position arbitrairement choisie du plateau supérieur, la forme du solide contenu entre les deux plateaux. On y arrive en dessinant ou en photographiant les franges produites en lumière monochromatique dans la lame d'air qui sépare les deux surfaces. Ces franges représentent les lignes d'égale épaisseur de cette lame; elles permettent, en se servant du planimètre, de déterminer le volume de ce solide, et par suite son épaisseur moyenne, d'où l'on déduit la correction ε qui restera constante tant que les surfaces ne subiront pas de

déformation. Cette correction, exprimée en demi-longueurs d'onde de la raie du sodium, a varié de — 0,03 à + 0,20. Il faut la déterminer à nouveau chaque fois que l'appareil a été démonté, parce que le disque supérieur, que l'on a pris en verre mince pour diminuer son poids, subit pendant le montage de petites déformations qui ne sont pas toujours les mêmes.

Tout revient à déterminer l'épaisseur au centre de la lame d'air qui sépare les deux plateaux. Cette détermination est faite par comparaison avec l'*épaisseur de lames étalons*, grâce à l'existence de franges en lumière blanche, qui ont la plus grande analogie avec celles que Brewster (1), puis M. Meslin (2), ont étudiées dans le cas de lames minces ordinaires, et que nous appellerons *franges de superposition*.

Supposons que l'on éclaire par de la *lumière blanche* le système formé par deux lames argentées parallèles superposées A et A' ; l'une de ces lames sera supposée d'épaisseur parfaitement uniforme, tandis que l'autre est légèrement prismatique, en sorte que son épaisseur varie d'un point à un autre. La lumière traverse normalement ce système.

Parmi les rayons auxquels donne naissance un rayon incident, on peut en particulier considérer les deux suivants :

1° Celui qui traverse directement A et subit deux réflexions dans la lame A' :

2° Celui qui subit deux réflexions dans la lame A et traverse directement A'.

La différence de marche de ces deux rayons est :

$$2(e - e'),$$

e et e' étant les épaisseurs optiques des deux lames au point considéré.

Elle est nulle si $e = e'$. On aura donc une frange blanche qui dessine le lieu des points où les épaisseurs des deux lames sont les mêmes.

Cette frange est bordée de part et d'autre de franges colorées, les lignes d'égale coloration dessinant les lignes d'égale différence d'épaisseur des deux lames.

(1) Brewster, *Edinb. Trans.*, t. VII, p. 435 ; 1817.
(2) Meslin, *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 489 ; 1894.

On remarquera que d'autres couples de rayons concourent à la production du phénomène, car au rayon qui a subi $2n$ réflexions dans A et $2p$ dans A' on peut associer celui qui a subi $2(n-1)$ réflexions dans A et $2(p+1)$ dans A'. Le rayon direct seul reste isolé. Aussi ces franges sont-elles douées d'un vif éclat, et les colorations extrêmement brillantes. La frange centrale blanche se reconnaît toujours avec facilité, et permet de trouver immédiatement les points où les deux lames ont la même épaisseur.

Les franges en lumière blanche n'apparaissent pas seulement lorsque les épaisseurs sont égales, mais aussi toutes les fois que ces épaisseurs sont entre elles dans un rapport simple ; elles sont alors produites par l'interférence des rayons qui ont subi des nombres inégaux de réflexions.

On observe facilement les systèmes correspondant à :

$$\frac{e'}{e} = \frac{1}{2}, \quad 2, \quad \frac{2}{3}, \quad \frac{3}{2}, \quad \frac{3}{4}, \quad \frac{4}{3}, \quad \ldots$$

Toutefois, à mesure que ce rapport devient moins simple, les franges sont plus pâles, parce qu'elles sont dues à l'interférence de rayons qui ont subi un nombre de réflexions de plus en plus grand, et que non seulement le rayon direct, mais encore une partie de la lumière plusieurs fois réfléchie ne peut interférer, et produit de la lumière blanche qui enlève aux teintes leur éclat.

Au lieu de *superposer* simplement les deux lames minces, il revient au même de projeter sur l'une d'elles l'image de l'autre au moyen d'une lentille. Les épaisseurs e, e' seront alors les épaisseurs aux points optiquement superposés des deux lames. Dans tous les cas, la lumière, ayant à traverser quatre couches d'argent, devra être très intense. Nous employons la lumière de l'arc électrique.

C'est sur l'existence de ces franges, en particulier de celles qui correspondent à l'égalité d'épaisseur, que nous avons basé la construction, et l'usage de lames-étalons pour la mesure de petites épaisseurs d'air. On conçoit en effet que, si la lame A' a été préalablement étalonnée, c'est-à-dire si l'on a déterminé son épaisseur aux différents points, on pourra chercher le point de cette lame où l'épaisseur est égale à l'épaisseur à mesurer, cette égalité d'épaisseur se reconnaissant à ce que la frange blanche passe par le point considéré.

Une *lame-étalon* est constituée par le faible intervalle d'air compris entre deux lames planes de verre argenté, ayant 20 centimètres de

long sur 5 de large et 1 centimètre d'épaisseur ; sur l'une des argentures est tracée dans le sens de la longueur une ligne médiane portant une division en millimètres. Les deux lames sont séparées vers leurs extrémités par des feuilles d'étain ou des fils de platine, d'épaisseurs un peu différentes, en sorte que la lame d'air qui les sépare a la forme d'un prisme très aigu. Ces lames sont alors réunies au moyen de mastic de Golaz. En lumière monochromatique la lame mince donne une série de franges sensiblement perpendiculaires à la ligne médiane, et au nombre d'une centaine pour chaque lame. Il s'agit d'étalonner une de ses lames, en sorte que l'on connaisse, par un tableau numérique ou une courbe, son épaisseur en chaque point de la graduation. On notera d'abord la position de toutes les franges produites par la lumière jaune du sodium. Le problème sera résolu si l'on détermine le numéro d'ordre de l'une de ces franges.

La méthode que nous avons employée, basée sur l'observation des franges de superposition, a été décrite dans le mémoire complet déjà cité [1].

Il suffit d'ailleurs de faire cette détermination à une ou deux unités près, si l'on a eu soin d'observer les coïncidences des raies du sodium et du lithium, qui se produisent toutes les huit franges environ.

Une lame étant graduée, la graduation des autres devient facile, en cherchant par superposition un couple de points d'égale épaisseur sur les deux lames. Nous avons ainsi construit et étalonné quatre lames, dont les épaisseurs, empiétant les unes sur les autres, vont de 105 à 440 demi-longueurs d'onde du sodium, c'est-à-dire de 32μ à 130μ environ. L'épaisseur en chaque point est sujette à varier avec le temps, mais toujours d'un petit nombre de franges ; on pourra toujours vérifier l'étalonnage au moyen des franges du sodium et du lithium. Il faut éviter d'échauffer irrégulièrement ces lames ; une cuve pleine d'eau est interposée sur le faisceau incident.

C'est au moyen de ces lames que nous avons mesuré l'épaisseur h_0 au centre de la lame d'air de notre électromètre. L'image d'une lame-étalon est projetée, grâce aux miroirs inférieurs, sur cette lame mince. La mesure est extrêmement rapide, la lame mince faisant ici l'office d'une règle graduée dont les divisions, distantes de $0^{\mathrm{mm}},3$ environ, peuvent être à chaque instant vérifiées.

---

(1) *Ann. de Chimie et de Physique* (décembre 1897).

Dans ces mesures d'épaisseur on est amené à faire subir à l'épaisseur mesurée une petite correction, pour tenir compte de la perte de phase subie par la lumière lors de sa réflexion sur l'argent. Tout se passe, pour nos argentures, comme si la réflexion se faisait, sans perte de phase, sur une surface comprise entre la surface du verre et celle du métal. C'est la distance de ces surfaces fictives de réflexion que donne la mesure optique, tandis que celle qui doit être introduite dans la formule qui donne le potentiel est la distance des surfaces métalliques. La correction dépend de l'épaisseur de la couche d'argent; elle est déterminée directement, lorsque l'appareil est démonté par une méthode qui ne peut trouver place ici. La correction est de l'ordre du dixième de frange.

MESURE DU DIAMÈTRE DU DISQUE.

On a déterminé deux plans tangents à la surface latérale du disque, en serrant contre lui, à l'aide du butoir B et d'une règle B′ mobile au

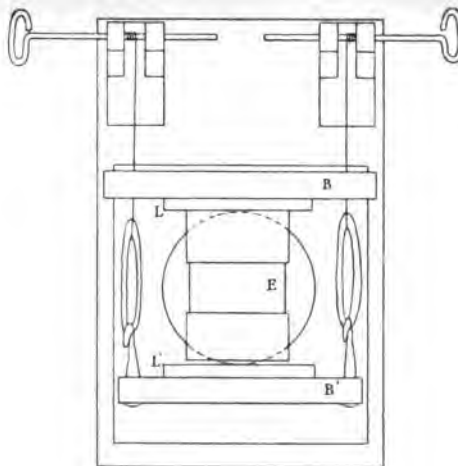


FIG. 6.

moyen de deux caoutchoucs (*fig.* 6), deux lames planes de verres LL′ qu'on a rendues parallèles. Entre la surface du disque et les plans de verre se produisent des franges très fines dont l'observation en lumière blanche permet de s'assurer que les deux surfaces sont en contact.

Entre les deux plans de verre, on a placé en E un certain nombre de lames planes, étalons mesurés en longueurs d'onde par M. Macé de Lépinay, ou lames de verre comparées à ces derniers au moyen du sphéromètre de Brunner. L'ensemble de ces lames forme un système dont l'épaisseur est exactement connue ; on évalue, par l'examen des colorations produites, les petites épaisseurs d'air qui peuvent subsister entre les surfaces des étalons. L'épaisseur totale du système est un peu plus faible que le diamètre à mesurer. L'une de ses faces est appliquée contre la lame L ; il ne reste plus qu'à mesurer la petite épaisseur d'air comprise entre la lame L' et la face adjacente du système des étalons E. A cet effet, les deux surfaces ont été argentées, et leur distance est mesurée par la méthode déjà décrite au moyen des franges de superposition. Quatre mesures faites sur différents diamètres ont conduit à des résultats différents de leur moyenne d'au plus $1^{\mu},5$, ce qui montre à la fois la précision de la méthode et la perfection avec laquelle M. Jobin a réussi à tailler cette pièce.

Le diamètre ainsi mesuré est :

$2R = 100971$ longueurs d'onde moyenne du sodium dans l'air $= 5^{cm},9504$ à 22°.

MARCHE D'UNE EXPÉRIENCE.

Il faut avant tout amener les deux plateaux au parallélisme et à une distance convenable. Pour arriver rapidement à ce résultat, nous regardons à travers l'appareil, en utilisant les miroirs placés au-dessus et au-dessous de lui, le filament d'une lampe à incandescence ; le moindre défaut de parallélisme des plateaux se traduit par la production d'une série d'images du filament dues aux réflexions multiples que subit la lumière sur les deux surfaces argentées. On amène, par la manœuvre des vis calantes, toutes ces images à se confondre avec le filament lui-même. On a alors obtenu un parallélisme assez rapproché pour qu'en éclairant l'appareil par la lumière du sodium on voie les franges apparaître à coup sûr. L'écartement de ces franges donne un renseignement encore plus précis sur le parallélisme des plateaux ; on continue à agir sur les vis jusqu'à ce que les franges paraissent aussi écartées que possible ; nous ne considérons le

réglage comme suffisant que lorsque le nombre des franges visibles sur la surface du disque n'excède pas 2 ou 3. Quant à la distance des surfaces argentées, elle doit être comprise entre 200 et 400 demi-longueurs d'onde du sodium, environ. On est renseigné à peu près sur cette distance par l'aspect du dédoublement produit par la double raie du sodium et aussi par l'apparition, vers l'épaisseur $300 \frac{\lambda}{2}$ de phénomènes de viscosité dans la couche d'air qui dépasse les deux plateaux, viscosité qui a pour résultat de rendre très lents les mouvements du disque supérieur, et dont l'effet devient plus prononcé à mesure que l'on diminue l'épaisseur de cette couche d'air (1).

L'appareil étant ainsi réglé, et la surcharge posée sur le disque supérieur, on projette sur la lame d'air qui sépare les deux plateaux, l'image d'une lame-étalon éclairée normalement par le faisceau de lumière blanche provenant d'un arc électrique. En faisant glisser cette lame dans le sens de sa longueur, on ne tarde pas à rencontrer la région où son épaisseur est égale à la distance qui sépare les deux plateaux, ce dont on est averti par l'apparition d'un beau système de franges. Le moindre déplacement du plateau supérieur se traduit par un déplacement de ces franges.

On détermine alors approximativement le potentiel nécessaire pour équilibrer le poids de la surcharge, de telle façon que la substitution de l'une des forces à l'autre laisse les franges à peu près dans le même aspect.

L'appareil étant chargé à ce potentiel, et la surcharge soulevée, on règle l'orientation du plateau inférieur de manière à ce qu'il soit exactement parallèle au plateau supérieur ; ce réglage se fera en employant de nouveau la lumière jaune, et ne fait pas varier sensiblement la distance des plateaux. On met alors l'appareil en court circuit et on pose la surcharge ; en d'autres termes, on substitue le poids de cette dernière à l'attraction électrique. Ces deux forces sont sensiblement égales ; si elles étaient appliquées au même point, l'appareil ne subirait aucune modification lorsqu'on substitue l'une à l'autre. En général, il n'en sera pas ainsi, et la substitution du poids à la force électrique produira un léger basculement du plateau supérieur, qui se traduira par une déformation des franges en lumière jaune. On déplace alors la surcharge jusqu'à ce qu'en venant se

(1) Voir *Ann. de Chimie et de Physique*, février 1898.

poser sur le disque elle ramène exactement les franges à l'aspect qu'elles avaient lorsque la force électrique était substituée à son poids. On est sûr alors que les deux forces sont appliquées au même point. L'appareil est alors complètement réglé.

Après un repos d'une demi-heure, on vérifie en lumière jaune le parallélisme des plateaux, puis on remet en place la lame-étalon, qui doit être disposée de manière que sa ligne médiane se projette au centre du disque, qui est marqué par un repère. En faisant glisser la lame-étalon, on amène la frange blanche à passer exactement par ce repère. On détermine alors exactement la différence de potentiel nécessaire pour équilibrer le poids de la surcharge, de telle sorte que la substitution de la force électrique au poids de la surcharge n'entraîne aucune variation dans la position de la frange blanche. On a soin de noter la division de lame-étalon sur laquelle se trouve cette frange. Immédiatement, et sans toucher à la lame-étalon, on éclaire celle-ci par la lumière d'un chalumeau qui donne les raies du sodium et du lithium, et l'on note la position de toutes les franges du sodium comprises entre deux coïncidences des raies jaunes et rouges. On a alors tout ce qu'il faut pour calculer l'épaisseur en chaque point de l'étalon, et par suite aussi l'épaisseur au centre de la lame d'air qui sépare les deux plateaux de l'électromètre. La différence de potentiel employée est alors calculable en unité C. G. S. électrostatique. Comme, d'autre part, tous les accumulateurs ont été comparés avec la pile-étalon, on en déduit la valeur de celle-ci.

Nous nous sommes servis de deux surcharges, pesant respectivement $0^{gr},046670$ et $0^{gr},097101$. Ces masses ont été déterminées, au Bureau international des Poids et Mesures, par M. Benoît, auquel nous adressons nos plus sincères remerciements.

Nous avons adopté pour g la valeur $980,54 \ \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$, résultat des mesures parfaitement concordantes faites par le colonel Defforges et par M. Collet à l'observatoire de Marseille.

Résultats. — Le tableau suivant résume l'ensemble de nos expériences.

Dates	Distances des plateaux corrigés $\frac{\lambda}{2}$	m	V en unité électrostatique	V en Latimer Clark	Valeur de Lat. Clark à 0° en unité électrostatique
30 décembre 1896.	296,16	0g,046670	0,0560158	11,5759	483,90 10^{-5}
id.	390 ,81	*id.*	0,0738747	15,2494	484,43
31 décembre 1896.	294 ,11	0g,097101	802403	16,5369	485,22
4 janvier 1897....	263 ,08	*id.*	717890	14,8355	483,90
7 janvier 1897....	382 ,31	0g,046670	722701	14,9112	484,67
id.	382 ,40	*id.*	722895	14,9112	484,80
9 janvier 1897....	269 ,27	*id.*	509391	10,5331	483,61
11 janvier 1897...	298 ,68	0g,097101	814870	16,8122	484,69
id.	299 ,32	*id.*	816617	16,8545	484,51
id.	297 ,04	*id.*	810401	16,6976	485,34
			Moyenne......		**484,51 10^{-5}**

avec une erreur probable de 0,11 10^{-5}, ou $\frac{1}{4000}$ en valeur relative.

D'autre part, nous avons déterminé la valeur de notre pile à 0° en *volts internationaux*. Un courant d'intensité constante ($0^{amp},3$ environ) traverse une résistance d'environ 5^{ω}, mesurée en ohms internationaux, ainsi qu'un voltamètre à azotate d'argent. L'intensité du courant est maintenue telle que la différence de potentiel aux bornes de la résistance étalonnée soit égale à la force électromotrice d'un Latimer-Clark à 0°. Après un certain temps (une à deux heures), on arrête le courant, et l'on pèse l'argent déposé, ce qui fait connaître l'intensité du courant en fonction de l'*ampère international* (courant qui dépose par seconde $1^{mg},118$ d'argent). On a alors tout ce qu'il faut pour calculer la force électromotrice de la pile en fonction du volt international (différence de potentiel aux bornes d'une résistance de 1 ohm international traversée par un courant de 1 ampère international).

Ces mesures, dont le détail fait l'objet d'un mémoire publié dans les *Annales de la Faculté des Sciences de Marseille* (1), nous ont conduit au résultat suivant :

Latimer-Clark à 0° = 1,4522 volts internationaux.

Il était intéressant de savoir si nos piles sont comparables avec celles dont se servent les autres expérimentateurs. Or la force électromotrice de la pile Clark n'a jamais été mesurée à 0° en fonction du volt international. Par contre, de nombreuses mesures ont été faites

(1) T. VIII, p. 201 ; 1898.

pour déterminer sa valeur à 15°, et l'on sait que le Congrès de Chicago a indiqué le nombre 1,434 comme représentant en volts internationaux la force électromotrice de la pile Clark à 15°. Nous avons donc comparé les valeurs de nos piles à 0° et à 15°, et trouvé :

$$\frac{\text{Latimer-Clark à } 15^\circ}{\text{Latimer-Clark à } 0^\circ} = 0{,}98753.$$

D'où résulte : Latimer-Clark à 15° = 1,4341 volts internationaux.

Nos piles sont donc bien concordantes avec celles dont se servent les autres physiciens.

En rapprochant les deux valeurs de la pile Clark à 0° en unités électrostatiques et en volts internationaux, on trouve :

1 unité électrostatique = **299,73** volts internationaux.
1 volt international = **3,3363** $\times$ **10**$^{-3}$ unités électrostatiques.

On voit que nos mesures donnent, en unités électrostatiques, la valeur de deux forces électromotrices également bien définies et faciles à retrouver : le Latimer-Clark à 0° et le volt international défini au moyen de l'ohm international et de l'équivalent électro-chimique de l'argent. Toute évaluation de l'une ou l'autre de ces quantités en unités électro-magnétiques conduira à une valeur du rapport des unités.

Dans le choix des unités internationales on s'est attaché à prendre pour chacune d'elles un multiple simple de l'unité électro-magnétique. Si l'on admet, comme moyenne de l'ensemble des mesures électro-magnétiques absolues faites par un très grand nombre de méthodes différentes, que le volt international vaut exactement 10^8 unités électro-magnétiques C.G.S., on aura, d'après ce qui précède :

$$v = \mathbf{299{,}73} \times \mathbf{10^8}.$$

D'autre part, M. Limb[1] a mesuré par une méthode directe la force électromotrice de la pile Clark à 0° en fonction de l'unité électro-magnétique C.G.S. absolue, et trouvé :

Latimer-Clark à 0° = 1,4535 $\times$ 10^8 unités électro-magnétiques C.G.S.

En comparant ce nombre avec la valeur de la même pile en unités électrostatiques, on trouve, pour le rapport des unités, la valeur :

$$v = \mathbf{299{,}99} \times \mathbf{10^8}.$$

---

[1] Limb, Thèse de Doctorat.

INTERRUPTEUR A MERCURE POUR LES FORTES BOBINES DE RUHMKORFF;

Par MM. E. DUCRETET et L. LEJEUNE.

L'interrupteur à lame vibrante de Neef ne peut être employé avec les fortes bobines de Ruhmkorff, parce que les étincelles de rupture qui jaillissent dans l'air au point où le contact est périodiquement établi et rompu, produisent un échauffement susceptible de détériorer rapidement les surfaces métalliques et d'empêcher, par suite, la marche régulière de la bobine de Ruhmkorff.

L'interrupteur de Foucault convient mieux pour produire l'interruption périodique du courant dans le circuit primaire des fortes bobines; mais il est lent et, de plus, les mouvements obliques de la tige interruptrice, la forme étroite et les dimensions restreintes données généralement au godet contenant le mercure et l'alcool, provoquent la projection de ces deux liquides de tous côtés hors du godet, ce qui salit la bobine et amène fréquemment l'inflammation de l'alcool.

Ces mauvaises conditions de fonctionnement ne permettent pas l'emploi, pour les expériences de longue durée, de l'interrupteur Foucault qui ne peut, en outre, donner les variations de vitesse qu'exigent les opérations radiographiques et la fluoroscopie.

Le modèle que nous avons créé, représenté par la *fig.* 1, obvie à tous ces inconvénients; cet appareil dérive de ceux décrits par MM. Gordon et Londe.

Le mercure est contenu dans la partie étroite du godet H*g*; 10 à 15 millimètres (au maximum) de hauteur suffisent. Au dessus, dans la partie large du godet, est placé l'alcool, jusqu'à 20 millimètres environ du bord supérieur, protégé par un couvercle métallique. Dans ces conditions, malgré l'oxydation du mercure et la formation d'une boue mercurielle qu'on ne peut éviter, notre trembleur a pu fonctionner plusieurs semaines sans changer le mercure.

La monture à crémaillère du godet H*g* permet de régler la plongée de la tige T pendant la marche de la bobine en observant l'étincelle produite.

La disposition de cette tige interruptrice *t*T concourt à la facilité de réglage et à la marche satisfaisante de l'appareil : elle a, en effet, un mouvement alternatif parfaitement rectiligne ; elle est équilibrée;

sa masse est centrée : elle ne fouette pas le mercure. De cette façon on évite les mouvements latéraux du mercure, la projection hors du godet des liquides qu'il contient et l'inflammation de l'alcool. Il est possible ainsi d'obtenir une très grande vitesse, variable dans des

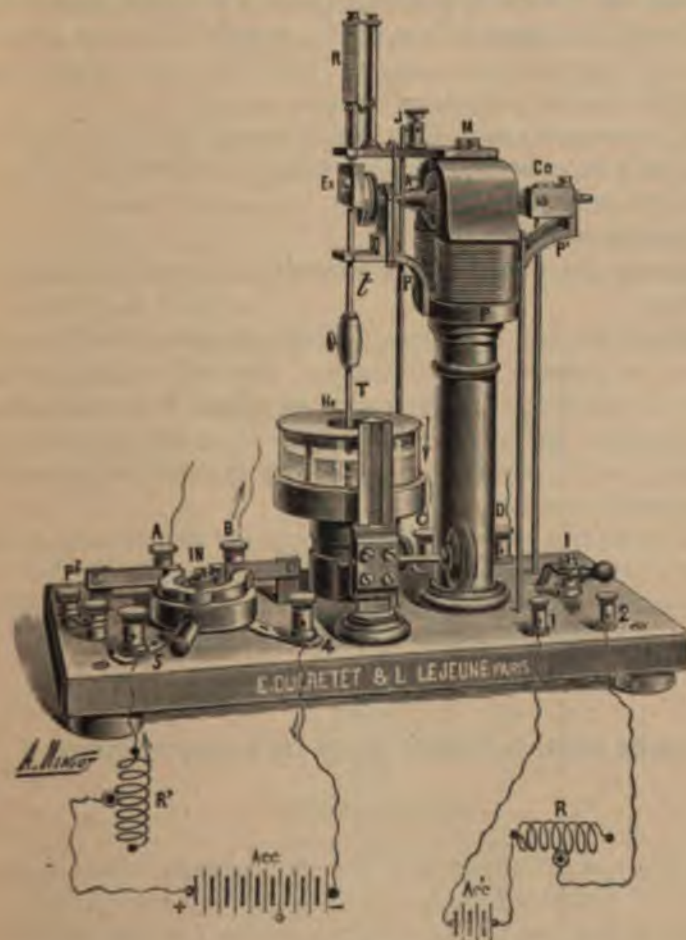


Fig. 1.

limites très étendues, par le jeu du rhéostat R agissant sur le courant de Acc' qu'actionne le petit moteur électrique M.

A la vitesse de 300 tours à la minute (vitesse convenable pour la radiographie), le moteur absorbe 2 volts et 0,6 ampère. Pour la fluo-

roscopie il faut environ 1.100 tours; dans ce cas le courant dépensé est de 4 volts et 1 ampère. A 1.320 tours il est de 6 volts et 1amp,3. Dans les limites moyennes la marche de cet interrupteur est à peu près silencieuse.

L'inverseur IN est utile pour faire varier le sens du courant induit et obtenir le maximum de longueur d'étincelle. R′ est un rhéostat réglant le courant de Acc allant à l'inducteur de la bobine. Les bornes AD vont au condensateur de cette bobine.

I est l'interrupteur du courant dans le moteur M. *Pb* est un plomb fusible (10 à 12 ampères) nécessaire lorsqu'on fait usage d'accumulateurs qui peuvent accidentellement être mis en court-circuit sur l'inducteur de la bobine.

Cet interrupteur indépendant convient aux grandes bobines de Ruhmkorff.

Nettoyage du godet. — Lorsqu'il devient nécessaire de changer le mercure du godet, il faut le démonter. Pour cela, il suffit de descendre la monture à fond de course au moyen de la crémaillère; retirer la tige T qui est serrée dans l'olive située sur la figure entre les lettres *t* et T; faire tourner le godet H*g* de gauche à droite dans sa monture à baïonnette.

Pour nettoyer le godet, le disposer avec son contenu sous un fort robinet d'eau jusqu'à ce que l'alcool et la boue noirâtre qui s'est formée aient été entraînés par le courant. D'autres liquides isolants peuvent remplacer l'alcool; celui-ci nous donne de bons résultats.

SUR UN NOUVEL INTERRUPTEUR POUR LES BOBINES D'INDUCTION;

Par M. V. CRÉMIEU.

Par suite du fonctionnement des interrupteurs usités dans les bobines de Ruhmkorff, les forces électromotrices induites, de sens inverse, ne sont pas égales en valeur absolue ; on peut les représenter par la courbe (*fig.* 1) dans laquelle *er* désigne la force électromotrice induite à la rupture du circuit primaire, *ef* celle qui est induite à la fermeture. Cette différence, qui est considérable, présente de nombreux inconvénients pour les usages des bobines d'induction.

En envoyant dans l'induit un courant alternatif, on peut, pour de

très faibles voltages, obvier à cet inconvénient ; mais ce moyen ne

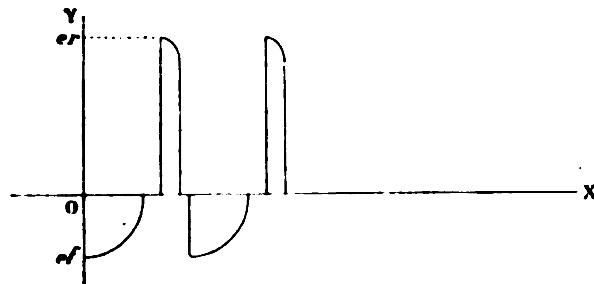


Fig. 1.

peut plus servir lorsqu'on veut obtenir des étincelles de plusieurs centimètres de longueur.

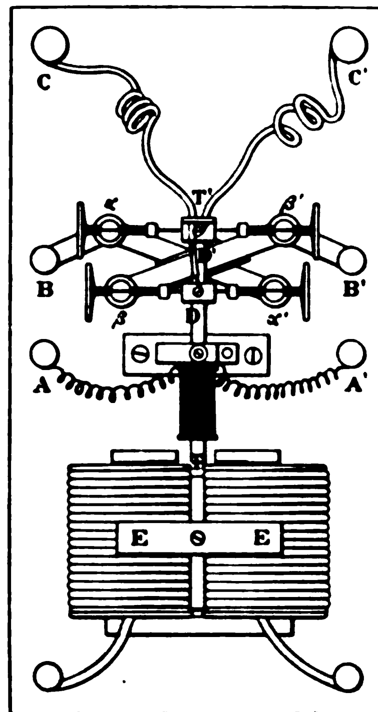


Fig. 2.

J'ai résolu la question au moyen du petit appareil décrit ci-après :

Un électro-aimant EE′ est excité par un courant alternatif (*fig.* 2). Entre ses deux pôles peut osciller l'extrémité d'une tige TT′ mobile en O autour d'un axe perpendiculaire au plan de la figure. La partie OT est en fer doux, la partie OT′ en ébonite ou toute autre substance isolante. Sur la partie OT se trouve enroulée une petite bobine V parcourue par un courant continu. Il en résulte en T un pôle magnétique déterminé. Quand le courant alternatif parcourt EE′, la tige T prend, par suite, un mouvement oscillatoire dont la période est égale à celle du courant alternatif. Sur la partie OT′ de la tige oscillante, on a fixé deux lames de platine DD′ en relation, à l'aide de deux fils flexibles, avec les bornes CC′.

Pendant le mouvement, les deux lames DD′ viennent successivement au contact des bornes $\alpha\beta$, puis $\alpha'\beta'$; celles-ci sont reliées deux à deux avec les bornes BB′ d'arrivée du courant inducteur ; la disposition de l'appareil montre de suite que si, par exemple, le pôle + du courant est en B, le pôle — en B′, le courant qui circule entre C et C′, par suite des fermetures successives dues au mouvement de la tige, ira alternativement de C en C′ et de C′ en C ; le sens du courant entre ces deux bornes se trouvera inversé entre deux ruptures successives. On voit, par suite, que les forces

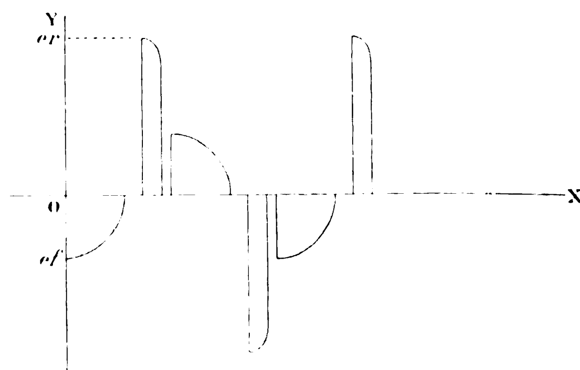


Fig. 3.

électromotrices induites, de sens inverses (*fig.* 3), vont être, à chaque instant, la somme de deux quantités toujours les mêmes, et de même signe. Elles seront donc égales en valeur absolue.

L'appareil marche très bien. Pour un courant inducteur intense, on plongera les contacts $\alpha\alpha'$, $\beta\beta'$ et la partie OT′ de la tige dans un liquide approprié.

Le seul inconvénient, d'ailleurs facile à prévoir, est une perte d'énergie assez grande ; il faut, pour obtenir une même longueur d'étincelles, envoyer dans cet interrupteur un courant de force électromotrice double de celle qui est nécessaire avec un foucault. On diminue cette perte d'énergie en réglant les contacts, disposés, comme il est dit plus loin, de façon à augmenter la durée d'aimantation.

L'appareil est en outre réversible, c'est-à-dire que, si l'on relie les bornes CC' avec les deux pôles du courant alternatif dont une dérivation excite l'aimant EE', on recueille entre les bornes BB' un

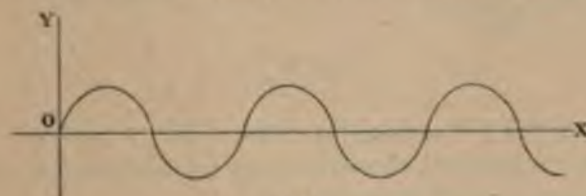


Fig. 4.

courant alternatif redressé. Si le courant arrivant en CC' est représenté par la courbe (*fig.* 4), celui recueilli entre BB' sera représenté par la courbe (*fig.* 5).

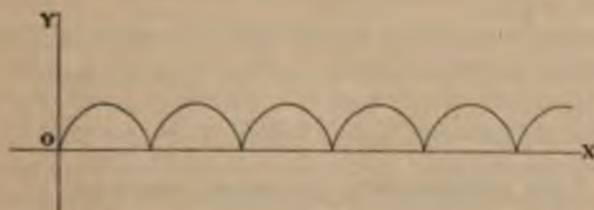


Fig. 5.

Mais il faut éviter que les ruptures successives se produisent au moment où la force électromotrice périodique a sa valeur maximum, ou même une fraction notable de cette valeur.

Un dispositif très simple permet de produire les ruptures au moment où cette force électromotrice est nulle : les vis des bornes de contact αα', ββ' sont percées, suivant leur axe, d'une cavité cylindrique (*fig.* 6). Au fond de cette cavité on engage un ressort à boudin R, très doux, et une pièce en platine TP cylindrique, ayant la forme d'un piston dont la tige T glisserait au centre d'un chapeau taraudé en laiton, C, qui vient se visser à l'extrémité de la vis.

La tige TT′ étant au repos (*fig.* 2), on règle les quatre vis de façon qu'elles viennent toucher sans pression les contacts DD′, l'extrémité T se trouvant à égale distance des deux pôles de l'aimant EE′.

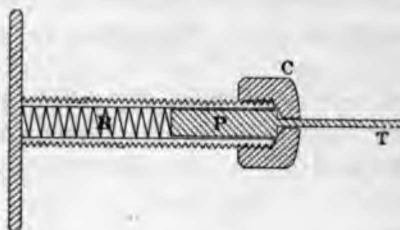


Fig. 6.

Dès que la tige TT′ oscille, les contacts DD′ se portent à droite et à gauche, repoussant alternativement les pistons $\alpha\beta$ en quittant $\alpha'\beta'$, puis repoussant $\alpha'\beta'$ en quittant $\alpha\beta$.

Si l'on remarque d'ailleurs que la tige TT′ passe par sa position d'accélération nulle juste au moment où la force électromotrice du courant alternatif qui excite EE′ est nulle aussi, et que les ruptures se font à cet instant précis, on voit qu'il n'y aura pas d'étincelle de rupture en $\alpha\alpha'$ $\beta\beta'$.

En pratique, il se produit des étincelles extrêmement faibles. La perte d'énergie ne dépasse pas le quart de l'énergie primitive.

SUR L'INTERRUPTEUR DES BOBINES D'INDUCTION;

Par M. IZARN.

Toutes les personnes qui ont occasion de se servir de la bobine d'induction à interrupteur non indépendant (en particulier modèle Marcel Deprez) savent tous les ennuis que procure souvent le fonctionnement de ce petit appareil. On est tenté d'attribuer ces irrégularités à un défaut de fixation de la colonne massive de l'interrupteur sur le socle de l'appareil ; or j'ai pu m'assurer, au contraire, qu'une certaine élasticité dans cette fixation est bien préférable et qu'en particulier, lorsqu'on tient cette colonne à la main, on obtient un fonctionnement beaucoup plus régulier.

En partant de là, j'ai été conduit à souder la colonne (*fig.* 1) sur une lame mince de laiton, allongée dans le sens perpendiculaire à l'axe de la bobine, pour fixer ensuite cette lame elle-même sur le socle par des vis placées aux extrémités. Dans ces conditions, lorsque l'interrupteur fonctionne, il vibre énergiquement *dans toute sa masse*, et tout marche à souhait. Une fois réglé pour un courant d'intensité moyenne, il n'y a plus à y revenir, si ce n'est pour tourner légèrement la vis du contact en platine : en rapprochant celui-ci, si le courant est beaucoup plus faible, en l'éloignant, au contraire, si l'interrupteur tout entier vient cogner brutalement contre le noyau en fil de fer doux, par suite d'une intensité de courant beaucoup plus grande.

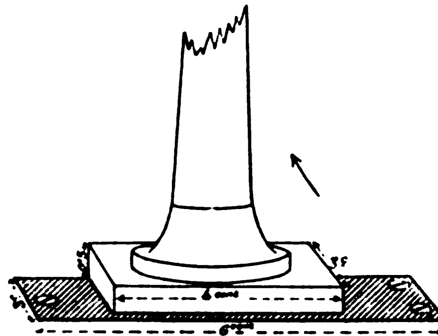


Fig. 1.

L'essentiel est que cette vis soit assez serrée pour ne pas tourner lentement dans son écrou pendant le fonctionnement de la bobine.

Je signale cette modification très simple, mais très efficace, dans la persuasion que je rendrai ainsi service à nombre d'expérimentateurs qui pourront la construire eux-mêmes ou la faire construire très facilement.

Pour éviter de trop longs tâtonnements, j'indique, sur la *fig.* 1, les dimensions de l'interrupteur dont j'ai l'habitude de me servir, et celles de la lame de laiton dont l'épaisseur est de 1 millimètre. L'axe de la bobine a la direction indiquée par la flèche.

A. BATTELLI et A. GARBASSO. — Azione dei raggi catodici sopra i conduttori isolati (Action des rayons cathodiques sur les conducteurs isolés). — *Il nuovo Cimento*, 4e série, t. VI, juillet 1897.

Dans un travail antérieur [1] les auteurs ont trouvé que les rayons cathodiques qui frappent un conducteur C isolé développent une charge négative ; si le corps frappé était déjà électrisé, il est ramené à l'état neutre ou bien reste chargé suivant qu'il était d'abord négatif ou positif. Ces phénomènes s'observent même quand on dévie par un aimant puissant les rayons cathodiques de manière à rejeter la tache fluorescente du verre sur les parois latérales du tube en une région qui ne puisse envoyer de rayons X sur le conducteur C. Pour cela, le conducteur C, entouré d'un cylindre de Faraday en fils métalliques, relié au sol, est placé au fond d'une enveloppe de plomb munie d'une ouverture. Dans ces expériences, le conducteur C est dans le gaz raréfié du tube à vide. Il y a ainsi dans l'intérieur du tube des rayons cathodiques non déviés par l'aimant et qui semblent constitués de particules matérielles chargées positivement.

Il peut paraître étonnant que Lenard ait constaté que les rayons cathodiques dissipent les charges positive et négative avec la même vitesse. Mais les expériences de Lenard ont été faites dans l'air à la pression atmosphérique. C'est là, suivant les auteurs, la raison de la différence des résultats : l'action de l'air atmosphérique ionisé peut avoir masqué l'action directe des rayons cathodiques. Les auteurs démontrent en tout cas que la différence ne tient pas à ce que les rayons de Lenard avaient déjà traversé une feuille d'aluminium. Ils ont, en effet, observé les mêmes phénomènes que précédemment en fermant par une feuille d'aluminium l'entrée de l'enveloppe de plomb qui renferme le conducteur C.

G. Sagnac.

---

[1] *Il nuovo Cimento*, 4e série, t. IV, septembre 1896. Ce mémoire est analysé au *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 200 ; 1897.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES DE GENÈVE ;

4e période, t. III ; 1897.

Ch.-Eug. GUYE. — Quelques remarques sur les variations de température d'un conducteur parcouru par des courants alternatifs. — P. 254.

En admettant : 1° qu'on opère avec un fil métallique assez fin pour que l'action du courant alternatif soit la même dans toute l'étendue de sa section ; 2° que la loi du refroidissement est celle de Newton ; 3° que l'intensité du courant est définie par la relation $c' = I \sin \omega t$, la température τ du fil satisfait à l'équation différentielle :

$$\frac{d\tau}{dt} + A\tau = B \sin^2 \omega t$$

(A et B dépendent de la capacité calorifique du fil, de la constante du refroidissement, de la période et de I).

Les variations de la température τ, déduites de cette expression, présentent, ainsi qu'on pouvait le prévoir, une fréquence double de celle du courant.

De plus, les maxima de la température sont décalés par rapport aux maxima et aux minima du courant d'une fraction de la période qui dépend à la fois de la vitesse du refroidissement et de la fréquence.

R. DONGIER.

Ch. SOREL, Arn. BOREL et Eug. DUMONT. — Sur les indices de réfraction des solutions bleues et vertes d'aluns de chrome. — P. 397.

D'après M. V. Monti (1), les solutions bleues et vertes d'alun de chrome, obtenues à froid, ont une conductibilité moindre que les solutions vertes de ce sel obtenues vers 70° ; les indices de réfraction diffèrent de même d'une solution à l'autre. Ce dernier fait, énoncé avec moins de certitude que le précédent, nécessitait une nouvelle confirmation expérimentale.

En faisant usage du réfractomètre Liebisch et de la méthode de M. F. Kohlrausch (2), les auteurs ont vérifié, pour les raies D, C

(1) *Atti R. Acc. delle Scienze*, Torino, 1895, t. XXX, p. 704.
(2) *Wied. Ann.*, 1882, t. XVI, p. 603.

et F, avec l'alun potassique et l'alun ammoniacal, que l'indice de la solution bleue dépasse, en moyenne, celui de la solution verte à la même température, de 47 unités de la cinquième décimale.

R. Dongier.

C. MARGOT. — Nouveaux systèmes d'interrupteurs rapides pour bobines d'induction. — P. 554.

Si l'extrémité d'une hélice métallique en cuivre est fixée au bouchon d'une bouteille à large goulot, contenant du mercure dans lequel plonge l'autre extrémité, le passage d'un courant électrique détermine entre deux spires voisines une action électro-magnétique qui les rapproche. Le contact avec le mercure de l'extrémité de la tige de cuivre terminant la spirale peut être ainsi brusquement interrompu en même temps que le courant, qui provoque cette déformation. Par suite de son élasticité, la spirale reprend sa forme primitive; le phénomène recommence et donne lieu à des oscillations rapides. L'amplitude est augmentée, si l'on renforce le flux magnétique produit dans la spirale par la présence d'un barreau de fer doux. Afin d'éviter les phénomènes d'oxydation provoqués par l'étincelle, on recouvre le mercure d'une couche d'eau.

On peut réaliser un modèle d'interrupteur qui donne une rapidité d'oscillation encore plus grande, en combinant l'action du courant sur la spire de cuivre avec l'action du champ fourni par une bobine traversé par ce même courant, sur un barreau de fer doux auquel la spire est soudée. Le barreau est excentré par rapport au milieu de la bobine, suivant l'axe de laquelle il est dirigé; il tend ainsi à se déplacer sous l'influence du champ magnétique et joint son action à celle de la contraction du fil de cuivre faisant ressort.

R. Dongier.

Ant. GARBASSO et Alb. GARBASSO. — Sur la forme de la perturbation dans un rayon de lumière solaire. — P. 105.

Il est démontré que chacune des radiations du spectre peut être représentée par une vibration sinusoïdale[1]. La vibration d'un fais-

[1] Gouy, *Journ. de Phys.*, 2e série, t. V, p. 354; 1886; 3e série, t. V, p. 359; 1895; et 3e série, t. VI, p. 109; 1896.



ceau de lumière blanche résulte de la superposition des effets de ces différentes radiations. En utilisant la courbe des intensités de M. Langley [1], on peut, pour des abscisses équidistantes, fixer la valeur de l'amplitude, qui est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité.

Partant de ces considérations et en admettant le phénomène de la résonance multiple (énoncé de MM. Sarrasin et de la Rive, contredit d'ailleurs par MM. Poincaré et Bjerknes), on peut assimiler l'appareil producteur de la lumière solaire à un excitateur de Hertz pour lequel la longueur d'onde de la perturbation serait de $0^{cm},00017$, tandis que le maximum d'intensité est manifesté pour la longueur d'onde $0^{cm},00007$. Ceci est d'accord avec le fait que le décrément logarithmique de l'oscillation paraît extrêmement notable (3,3 environ).

R. Dongier.

Ph.-A. GUYE et J. GUERCHGORINE. — Recherches sur le pouvoir des corps actifs isomères. — P. 113 et 203.

Voici les conclusions de ces recherches et des recherches antérieures :

1° Les groupements isomères propyliques et butyliques exercent, sur le pouvoir rotatoire des corps dans la composition desquels ils entrent, une action spécifique propre, toujours la même dans des séries à pouvoirs rotatoires de même allure ;

2° Cette action spécifique des divers groupements propyliques et butyliques se produit en sens inverse, lorsqu'on considère des séries homologues à pouvoirs rotatoires d'allures inverses ;

3° Lorsqu'on veut conserver, aux courbes des pouvoirs rotatoires, les formes générales qu'elles affectent dans chaque série homologue, les divers radicaux propyliques et isopropyliques doivent toujours être rangés dans le même ordre, qui est le suivant : isopropyle, butyle secondaire, propyle, butyle, isobutyle ;

4° Si l'on s'appuie sur la formule du produit d'asymétrie, cette dernière conclusion revient à dire qu'au point de vue optique tout se passe comme s'il existait entre les moments de ces radicaux les relations suivantes :

[1] Langley, *Journ. de Phys.*, 2e série, t. II, p. 371 ; 1883.

Isopropyle < Butyle secondaire < Propyle < Butyle < Isobutyle.

R. DONGIER.

Edm. Van AUBEL. — Sur quelques travaux récents relatifs à la résistance électrique du bismuth. — P. 329.

Les échantillons de bismuth électrolysé fournis par les fabriques de produits chimiques ne sont pas purs ; ils contiennent du plomb ou du cuivre. On peut les obtenir purs en employant l'une des deux méthodes de Classen (1) ou de Lenard (2).

Les différents échantillons ainsi purifiés et n'ayant pas subi de déformation ont des propriétés semblables. La résistance d'un fil de bismuth et la loi de sa variation avec la température changent lorsqu'on le déforme, par exemple, en le contournant en spirale. Il serait utile, en tenant compte de ces remarques, de préciser les variations de la résistivité du bismuth pour des températures supérieures à 100°.

R. DONGIER.

Ch. DUFOUR. — Détermination de la température de l'air par la marche d'un thermomètre non équilibré. — P. 344.

Les différences de température entre l'air et un corps plongé dans l'atmosphère varient en progression géométrique, lorsque les temps d'observation varient en progression arithmétique. La température θ de l'air sera connue si, au temps τ pour lequel l'indication thermométrique est t_2, on sait calculer l'écart $(\theta - t_2)$. Il suffit pour cela de faire trois observations : aux temps $\tau - A$, τ et $\tau + A$ où les indications thermométriques sont t_1, t_2, t_3. Les différences $\theta - t_1$, $\theta - t_2$, $\theta - t_3$ font partie d'une progression géométrique ; chacune d'elles peut être exprimée en fonction des différences premières

(1) CLASSAN, *Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft*, p. 938 ; 1890.

(2) LENARD, *Annalen der Physik*, t. XXXIX, p. 619 ; 1890 ; — et *Journ. de Phys.*, 2e série, t. X, p. 569, 1891.

$(t_1 - t_2)$, $(t_2 - t_3)$ des termes successifs et de la différence seconde $(t_1 - t_2) - (t_2 - t_3)$. En particulier, la correction $(\theta - t_2)$ de l'observation faite au temps τ a pour expression :

$$\theta - t_2 = \frac{(t_1 - t_2)(t_2 - t_3)}{(t_1 - t_2) - (t_2 - t_3)}.$$

Par ce procédé, avec des thermomètres marquant le $\frac{1}{100}$ de degré, la correction atteignant des valeurs de l'ordre de 2° 21, on a pu calculer la température ambiante à $\frac{1}{100}$ de degré près.

R. DONGIER.

HURMUZESCU. — Sur les modifications mécaniques, physiques et chimiques qu'éprouvent les différents corps par l'aimantation. — P. 431, 540.

Joule a, le premier, mis en évidence l'allongement d'une tige de fer doux, sous l'influence d'un champ magnétique.

I. — Les variations de volume, dont on ne s'était pas occupé jusqu'ici, ont été démontrées par M. Hurmuzescu avec les dissolutions de sulfate ferreux, de perchlorure de fer et de ferricyanure de potassium. Celles-ci étaient contenues dans un thermomètre à gros réservoir de verre surmonté d'une tige capillaire. Le réservoir, maintenu à la température constante de la glace ou d'un courant d'eau, était placé entre les pièces polaires d'un électro-aimant de Faraday, pouvant donner jusqu'à 4.000 unités C.G.S. — Le niveau du liquide dans la tige était observé au moyen d'un microscope. Quelle que soit la direction du champ magnétique, le niveau du liquide baisse; il y a diminution de volume. On détermine d'ailleurs la variation de la capacité du réservoir, en remplaçant le liquide magnétique par de l'eau distillée.

II. — Les recherches relatives à la résistivité ont porté sur les corps à deux états :

1° *A l'état solide*. — Les fils de fer et de nickel étaient enroulés sur une bobine plate B en une seule ou plusieurs couches séparées et isolées par de la paraffine, servant en même temps d'écran protecteur contre les variations rapides de la température. La résistance mesurée par la méthode du pont de Wheatstone grandit lorsque

l'action magnétique augmente. La courbe obtenue en portant en abscisses la variation relative $\frac{\Delta R}{R}$ de la résistance sous l'influence du champ H, que l'on porte en ordonnées, présente l'allure d'une hyperbole équilatère.

2° *A l'état de dissolution.* — La solution de sulfate ferreux, contenue dans des tubes de verre pliés en zigzags, soumise à la plus grande action magnétisante de l'électro-aimant (4.000 unités C.G.S.) n'a pas présenté, au point de vue de la résistance, de variation de l'ordre du $\frac{1}{100}$ de celle-ci. La résistance était mesurée par la méthode de la différence de potentiel (dispositif de M. Bouty) avec l'aide de l'électromètre Lippmann.

R. Dongier.

Paul DRUDE. — De l'existence de vibrations de période plus courte à côté de l'ondulation fondamentale de l'excitateur de Hertz. — P. 464.

L'excitateur hertzien n'émet pas, comme le pensaient MM. Sarasin et de la Rive, une série continue d'ondes de périodes différentes. En plus de l'onde fondamentale, il émet un certain nombre d'ondes de périodes plus courtes qui sont dans quelques cas approximativement les harmoniques du ton fondamental. La forme des appareils et leurs dimensions relatives influent sur la valeur de ces périodes. Dans le dispositif de Lecher on doit considérer la self-induction du système constitué à la fois par l'excitateur et par le résonateur, en tenant compte des condensateurs formés par les disques en regard du résonateur et de l'excitateur. Les travaux de Kirchhoff, publiés de 1857 à 1863, permettent de calculer les valeurs de ces périodes. En particulier, la période de l'onde fondamentale dépend de la distance aux armatures du condensateur du pont métallique le plus voisin de ces armatures qui relie les deux fils parallèles du résonateur. Ce fait, qui avait échappé à MM. Cohn et Herwagen (1), est intéressant à signaler.

Le dispositif expérimental employé par M. Drude est celui de M. Blondlot. L'oscillateur est formé de deux conducteurs semi-cir-

(1) Cohn et Herwagen, *Wied. Ann.*, 1891, t. XLIII, p. 369.

culaires A, limités à deux de leurs extrémités en regard par des boules plongées dans l'huile de vaseline, entre lesquelles éclate l'étincelle résultant de la charge produite par une bobine; les autres extrémités sont libres; ainsi, la capacité de l'excitateur étant petite par rapport à sa self-induction, l'amortissement est aussi faible que possible.

Les conducteurs A sont entourés avec un petit intervalle d'une boucle de fil conducteur circulaire concentrique, laquelle, après s'être complètement fermée autour d'eux, se prolonge en deux longs fils conducteurs rectilignes et parallèles.

Si on laisse fixe le pont métallique B_1, qui est le plus voisin de la boucle et qui relie les deux fils, la longueur d'onde fondamentale conserve une valeur invariable. On la mesure en déterminant la position d'un deuxième pont B_2, de manière à rendre la plus grande possible l'illumination d'un tube de Geissler (sans électrode), placé au milieu de l'intervalle B_1B_2. En rapprochant ensuite B_2 de B_1, l'illumination du tube disposé au milieu de l'intervalle B_2B_1 disparaît d'abord pour réapparaître, passer par un maximum, disparaître de nouveau et passer par un nouveau maximum. Ces réapparitions démontrent l'existence de radiations ayant des périodes plus courtes que l'onde fondamentale.

R. Dongier.

R. SWYNGEDAUW. — Sur la décharge par étincelle et le fonctionnement de l'excitateur de Hertz. — P. 476.

La décharge d'un condensateur est oscillante, si la résistance du circuit à travers lequel elle se produit est inférieure à la valeur R_c, définie en fonction de la capacité C et de la self-induction L du système par la relation :

$$\frac{1}{LC} - \frac{R_c^2}{4L^2} = 0 \text{ (1)}.$$

Or la décharge de l'excitateur de Hertz s'effectue par l'étincelle dont la résistance dépend de sa longueur, de sa section, de sa tempéra-

(1) Cette formule n'est pas rigoureusement vraie pour les circuits à résistance variable (Petrovich, *C. R. de l'Ac. des Sc.*, t. CXXIV, p. 452).

ture, ainsi que des causes accessoires : lumière ultra-violette [1], forme de la courbure des surfaces [2], nature des surfaces [3]. Si la résistance est susceptible de baisser jusqu'à R_c, lorsque la température de l'étincelle monte jusqu'à θ, l'oscillation ne commencera à se produire que lorsque la quantité d'énergie w, susceptible de provoquer cette élévation de température, aura été dépensée. Le condensateur devra donc posséder une énergie potentielle W au moins égale à w. Pour des dépenses d'énergie supérieures à w, la température de l'étincelle devenant plus élevée que θ, sa résistance atteint une valeur R_n au-dessous de laquelle le terme $\frac{R^2}{4L^2}$ devient négligeable devant $\frac{1}{LC}$. La durée de la période d'oscillation définie par la relation $T = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}$ varie entre l'infini et la valeur normale $\pi\sqrt{LC}$, lorsque la résistance passe de la valeur R_c à la valeur R_n. Dans *chaque décharge l'excitateur de Hertz émet donc successivement des vibrations de périodes décroissantes jusqu'à la période normale* $T_n = \pi\sqrt{LC}$.

Ces considérations précisent l'interprétation des faits découverts par MM. Sarasin et de la Rive [4], relatifs au phénomène de la résonance multiple.

R. Dongier.

CH. SORET. — Influence des vagues sur la lumière réfléchie par une nappe d'eau. — P. 530.

L'auteur compare les variations avec l'incidence du rapport de la lumière réfléchie par l'unité de surface de la nappe d'eau à la lumière qui traverse l'unité de surface du plan normal au rayon incident, lorsque la nappe d'eau réfléchissante est calme et lorsqu'elle est

---

(1) E. Wiedemann et Ebert, *Wied. Ann.*, t. XLIX, p. 13.
(2) Hertz, *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 421.
(3) Töpler, *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 465.
(4) *Archives des Sc. phys. de Genève*, t. XXIII, p. 113 ; — *J. de Ph.*, 2e série, t. IX, p. 494 ; 1890.

agitée. En eau calme, ce rapport, à partir de l'incidence normale, commence par décroître légèrement, puis augmenter jusqu'aux environs de 80°, pour baisser de nouveau rapidement et devenir nul sous l'incidence rasante.

Dans l'eau agitée, lorsque la surface est sillonnée par un convoi unique de vagues sinusoïdales et lorsque les vagues ont leurs crêtes parallèles au plan vertical qui contient le rayon incident, le calcul montre que ce rapport passe par un maximum aux environs d'une incidence égale à 70°. Lorsque les crêtes des vagues sont perpendiculaires au plan vertical qui contient le rayon incident, ce rapport passe par un maximum, vers 60°.

R. Dongier.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXIII ; n° 13, 1897 (Oscillations et décharges électriques).

HAGENBACH. — Die Umkehrung der Ventilwirkung in Entladungsröhren (Le renversement de l'action des soupapes électriques dans les tubes à décharge). — P. 2.

Dans un tube à vide on fait éclater la décharge d'une bobine de Ruhmkorff entre un plan et une pointe ; on peut, par un commutateur convenable, mettre le plan ou la pointe en communication avec l'un des pôles de la bobine ; on mesure la quantité totale d'électricité qui traverse le galvanomètre pour des pressions de gaz croissantes depuis $\frac{1}{10000}$ mm. de mercure jusqu'à une atmosphère, quand l'anode est formée : 1° par le plan ; 2° par la pointe.

On constate que dans certaines limites de pression (aux pressions les plus faibles notamment), la quantité d'électricité que traverse le galvanomètre est plus grande dans le premier cas que dans le second ; l'inverse a lieu pour des pressions plus fortes, il y a parfois plusieurs inversions.

Les phénomènes lumineux sont corrélatifs de ces changements.

R. Swyngedauw.

MELDE. — Ueber die Erregung stehender Wellen durch electrische Funkenentladungen (Sur l'excitation d'ondes stationnaires (en acoustique) par des décharges électriques). — P. 78.

C.-A. BJERKNES. — Zur Weiterbildung der invers electrischähnlichen hydrodynamischen Erscheinungen. Uebergang von statischen zu dynamischen (Extension des phénomènes hydrodynamiques semblables à des phénomènes électriques inverses. Passage des phénomènes statiques aux phénomènes dynamiques. — P. 91.

M. TOEPLER. — Geschichte Entladung in freier Luft (Décharge stratifiée à l'air libre). — P. 109.

Deux condensateurs de grande capacité (40000 centimètres) sont réunis en cascade ; leurs armatures internes sont jointes par une très grande résistance (tube à eau) et un excitateur à pôles sphériques. On place entre ces pôles une lame d'ardoise sèche ou de toute autre substance médiocre conductrice (granit, basalte). On constate que l'étincelle qui jaillit est stratifiée entre la cathode et la lame, elle forme un trait continu entre la lame et l'anode.

La strate brillante d'émission et l'espace obscur nettement accentué qui la sépare de la strate brillante suivante, sont comparables à la lumière cathodique (bleue) séparée de la lumière anodique par l'espace obscur dans les gaz raréfiés.

Si on déplace la lame entre la cathode et l'anode, les maxima et minima ne changent pas de place ; si on déplace la cathode, ils gardent leur distance par rapport à la cathode qui semble les entraîner avec elle.

Une diminution de la pression les déplace. Ces diverses propriétés montrent l'analogie du phénomène avec les lois des couches stratifiées de la lumière anodique dans les tubes de Geissler.

Lorsqu'on charge lentement la batterie, il se produit d'abord des aigrettes non stratifiées de plus en plus longues, qui sont brusquement remplacées par l'étincelle.

On peut faire durer la décharge proprement dite pendant plusieurs minutes ; ces décharges sont formées d'un nombre considérable de décharges partielles. Les diverses couches lumineuses ne restent pas, en général, immobiles, elles sont pour ainsi dire repoussées par la cathode avec une vitesse qui peut varier de $0^{cm},1$ à 10 centimètres par seconde.

On constate tous ces phénomènes par la photographie.

R. SWYNGEDAUW.

E. DORN. — Ueber die erwärmende Wirkung der Röntgenstrahlen (Sur l'action calorifique des rayons de Röntgen). — P. 160.

Röntgen a indiqué qu'il devait y avoir dégagement de chaleur sans pouvoir le mettre en évidence. D'après Thomson et Rutherford, l'augmentation relative de volume due à la dissociation de l'air en ions est de l'ordre de 5.10^{-12}, c'est-à-dire trop faible pour pouvoir être appréciée.

Pour étudier cette question, on prend deux tubes à vide sensiblement identiques, fermés à une extrémité par une feuille d'aluminium de $0^{mm},3$ d'épaisseur et réunis par les branches d'un manomètre. Si l'un des tubes est traversé par les rayons de Röntgen, l'autre étant protégé, l'action calorifique se traduira par un déplacement du ménisque observé au microscope.

Le manomètre employé est celui de Tœpler, il se compose essentiellement d'un tube en U à branches inclinées sur l'horizontale d'un angle de 2° ou 3°, contenant un liquide non volatil de faible densité (petroleumæther, densité 0,6786). On peut apprécier ainsi aisément une différence de température des tubes de $\frac{1}{10000}$ de degré centigrade et une variation relative du volume de $\frac{1}{10^7}$.

Les tubes sont soigneusement protégés contre les rayonnements extérieurs ; on fait plusieurs séries d'expériences :

1° Les tubes à vide ne contiennent pas de lames métalliques à leur intérieur.

On fait traverser le tube en observation par des rayons de Röntgen à l'aide d'une bobine de Ruhmkorff ; le tube est mis en activité pendant une demie ou deux minutes, puis laissé au repos deux ou trois minutes, remis en activité et ainsi de suite ; le repérage du ménisque se fait toutes les demi-minutes.

Si on trace la courbe du déplacement du ménisque en fonction du temps, on constate que c'est sensiblement une droite inclinée sur l'axe du temps pour les temps de repos avec de très légères sinuosités au-dessous ou au-dessus de la direction moyenne, correspondant aux intervalles d'activité, autrement dit le réchauffement du tube est sensiblement le même pendant le passage ou entre deux passages de la décharge.

Les recherches dénotent une légère élévation de température attri-

buable à l'échauffement des parois frappées par les rayons, ainsi qu'il résultera des recherches suivantes ; l'élévation de température du gaz n'atteint pas $\frac{1}{10000}$ de degré.

2° *Recherches avec des tubes contenant des feuilles de métal.* — Suivant la section du tube, on place l'un derrière l'autre plusieurs disques minces de métal (Pt, Pd, Al, Etain).

On refait les expériences précédentes, les sinuosités de la courbe précédente sont beaucoup plus accentuées et correspondent à des variations de température beaucoup plus notables (20 fois environ les précédentes).

Pour évaluer la quantité de chaleur dégagée, on pratique dans chaque lamelle une coupure prenant presque le diamètre tout entier, et on les soude l'une à l'autre de façon à en former une lamelle en zigzag. Les extrémités de cette lame portent des fils de cuivre ; on replace la lame dans le tube à vide de façon que les fils de cuivre percent la paroi du tube. On la fait traverser d'une façon intermittente par un courant constant d'intensité variable aux mêmes intervalles que dans l'expérience avec les rayons de Röntgen.

On trace la courbe du déplacement du ménisque; on doit mesurer par la loi de Joule la chaleur dégagée pour un courant donné en déterminant le courant qui, dans la deuxième expérience, produira des sinuosités de même amplitude que celles qui ont été observées dans l'expérience avec les rayons de Röntgen ; on aura la quantité de chaleur dégagée dans ce dernier cas.

On peut calculer l'énergie rayonnée par l'anticathode sous forme de rayons X : elle est de 0,30 milligramme-calorie ; elle est incomparablement plus petite que celle des rayons cathodiques ; cette quantité d'énergie est amplement suffisante pour effectuer le travail de dissociation qu'on suppose accompli dans le tube.

R. Swyngedauw.

A. TOEPLER. — Ueber electroscopische Beobachtung Hertzscher Resonatorschwingungen (Sur l'observation électroscopique des vibrations électriques du résonateur hertzien). — P. 183.

PAALZOW et F. NEESEN. — Ueber den Einfluss des Magnetismus auf die Stärke der electrischen Entladung in luftverdünnten Raümen (Sur l'influence du magnétisme sur l'intensité de la décharge électrique dans les espaces gazeux raréfiés). — P. 209.

On mesure au galvanomètre le courant constant d'une batterie qui traverse un tube à vide placé ou non dans un champ magnétique ;

on observe des différences. En particulier, dans le cas où le champ magnétique est symétrique par rapport aux électrodes, la production d'un champ agit comme un accroissement de pression.

Cette action ne cesse et ne commence pas immédiatement avec le champ, il y a un certain retard. Les auteurs cherchent à expliquer ces faits par une théorie moléculaire.

R. SWYNGEDAUW.

RIECKE. — Ueber die Vertheilung der freien Electricität im Innern einer Geisslerschen Rohre (Sur la distribution de l'électricité libre à l'intérieur d'un tube de Geissler). — P. 220.

On peut déterminer la loi de variation du potentiel de l'anode à la cathode à l'aide des recherches de Warburg et Hittorff; on peut en tirer la distribution de l'électricité.

R. SWYNGEDAUW.

K. WAITZ. — Ueber eine Veischiedenheit im Verhalten der electrischen und der magnetischen Schwingung Hertzscher Wellen (Sur une différence d'attitude des vibrations électriques et magnétiques des ondes Hertziennes). — P. 234.

Un excitateur envoie, sur un résonateur rectangulaire, des ondes dont l'intensité est mesurée par l'impulsion électrométrique d'un électromètre à quadrants selon la méthode de Bjerkness [1].

Le résonateur a ses côtés métalliques ou formés de tubes en verre remplis de solutions électrolytiques plus ou moins diluées.

On protège les quadrants de l'électromètre et le résonateur contre une action directe de la bobine d'induction par un écran métallique de 1 mètre carré de surface percé d'une fente rectiligne qui laissera passer les vibrations de la force électrique ou magnétique.

L'action de l'excitateur étant très irrégulière, on observe, en même temps que l'impulsion M du résonateur soumis à l'étude, l'impulsion C d'un résonateur-type placé dans une position invariable par rapport à l'excitateur, et on prend le rapport $\frac{M}{C}$ de ces deux impulsions comme mesure de l'intensité des courants induits dans le résonateur.

Résultats. — Les métaux donnent les résultats connus depuis Bjerkness, et les vibrations électriques et magnétiques donnent sensiblement les mêmes résultats.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. XLVII, p 69; 1892.

Pour les électrolytes, l'intensité des courants induits dans le résonateur par les vibrations électriques diminue régulièrement avec la conductibilité ; tandis que, sous l'action des vibrations magnétiques, lorsque la conductibilité décroît d'une façon continue, l'intensité commence par décroître, passe par un minimum pour augmenter de nouveau.

R. Swyngedauw.

E. WIEDEMANN. — Beziehung des positiven Lichtes zum dunkeln Kathodenraume (Relation de la lumière positive avec l'espace cathodique obscur). — P. 242.

E. WIEDEMANN. — Gegenseitige Beienflussung verschiedener Theile einer Cathode (Influence réciproque des diverses parties d'une cathode). — P. 246.

En prenant comme cathode un angle dièdre, l'auteur observe des phénomènes qui le conduisent à dire que les rayons cathodiques émanés d'une surface *a* et qui rencontrent l'espace obscur relatif à une autre surface *b* sont déviés par celui-ci et glissent en partie à la surface de cet espace. Ces déviations sont en relation étroite avec les phénomènes de déflexion de Goldstein.

R. Swyngedauw.

P. LÉNARD. — Ueber die electrische Wirkung der Kathodenstrahlen auf atmosphärische Luft (Sur l'action électrique des rayons cathodiques sur l'air atmosphérique). — P. 253.

Un faisceau de rayons cathodiques produisant le même éclairement d'un écran au platinocyanure de baryum qu'un faisceau de rayons Röntgen décharge les corps électrisés beaucoup plus rapidement que ce dernier, il provoque de même la condensation d'un jet de vapeur autour du conducteur avec une intensité et une vitesse plus grandes que les rayons X.

Les rayons cathodiques et les rayons X peuvent être considérés comme des rayons de même nature différents par l'intensité des phénomènes qu'ils provoquent.

R. Swyngedauw.

E. WARBURG. — Ueber die Electrisirung der Luft durch Spitzenentladung (Sur l'électrisation de l'air par la décharge par les pointes). — P. 411.

On produit la décharge électrique d'une machine de Voss entre la pointe d'un fil de platine isolé et une toile métallique unie au sol

tapissant la surface intérieure d'un cylindre de verre ; perpendiculairement à l'axe de ce cylindre et à la hauteur de la pointe on lance, par un tube plus étroit, soudé au premier, un courant d'air exempt de poussière par le passage à travers des liquides, desséchants ou non, et un tampon de coton ; l'air traverse à la sortie un tampon de coton bouchant un tube en laiton isolé faisant cylindre de Faraday et en communication avec l'une des paires de quadrants d'un électromètre Thomson.

Lorsqu'on lance un courant d'air sans mettre la machine électrique en action, l'électromètre n'indique aucune électrisation. En mettant la machine en activité, tantôt l'air sec s'électrise, tantôt il ne s'électrise pas, suivant la pointe employée et la nature de la paroi du cylindre. Cette électrisation est d'ailleurs faible.

Un courant d'air lancé sur un fil de platine rougi ou blanc jaune par un courant, se montre chargé d'électricité.

L'électrisation de l'air humide est plus considérable, mais la charge emportée par le courant d'air est extraordinairement petite par rapport à la charge qui passe entre la pointe et la paroi, mesurée au galvanomètre.

Les globules d'eau entraînés semblent être les véhicules de l'électricité entraînée.

R. Swyngedauw.

MAX PLANCK. — Notiz zur Theorie der Dämpfung electrischer Schwingungen (Note sur la théorie de l'amortissement des oscillations électriques). — P. 419.

L'amortissement dépend non seulement de l'effet Joule, hystérésis, etc., mais aussi du rayonnement ; l'auteur calcule ce rayonnement dans deux cas simples : celui d'un condensateur à lame d'air et d'un solénoïde pour des oscillations de fréquence connue.

R. Swyngedauw.

T. LXIV, n°s 1 et 2 ; 1898.

W.-P. GRAHAM. — Ueber den Verlauf des Potentialgradienten in Geissler'schen Röhren (Sur la nature du champ dans les tubes de Geissler). — P. 49.

Les tubes employés sont, dans la plupart des expériences, des tubes à azote où la pression a varié entre 1/2 millimètre et 2^mm,5, et actionnés par six cents accumulateurs ; les différences de potentiel

entre les différents points sont mesurées au moyen de sondes reliées à un électromètre à quadrants.

Les phénomènes lumineux et la distribution des potentiels dépendent de la pression ; l'auteur examine les différents cas qui se présentent ; on peut résumer ainsi ses résultats :

Dans la région positive, la chute de potentiel (gradient) est plus faible du côté de l'espace sombre que du côté de l'espace brillant ; dans l'espace sombre lui-même elle n'est pas constante, mais décroit, en général, quand on s'approche de la cathode. Dans la lueur négative, le gradient est encore plus petit que dans l'espace sombre et atteint à la limite de l'espace sombre de Crookes sa plus faible valeur.

Il résulte de la distribution du potentiel l'existence des charges à l'intérieur du tube ; la partie positive est chargée négativement, la partie négative positivement, et cette deuxième charge l'emporte sur la première.

Lorsque la décharge est stratifiée, la répartition des potentiels et des charges entre deux strates est analogue à celle qui s'établit dans le tube entier ; la partie de chaque strate tournée vers l'anode a une charge positive, l'autre partie une charge négative. Dans l'espace compris entre les milieux de deux strates voisines, la charge résultante est positive. Ce résultat s'accorde avec les idées de Goldstein sur la nature des stratifications.

Ch. Maurain.

E. WIEDEMANN et G.-C. SCHMIDT. — Ueber die gefärbten Alkalihalogenide. (Sur les sels haloïdes colorés). — P. 78.

Lorsqu'on expose ces sels, par exemple le chlorure de potassium ou de sodium, à l'action des vapeurs du métal, on obtient une coloration due soit à la formation de sous-chlorures, soit à la présence du métal libre dans la masse. Les auteurs ont préparé des sels haloïdes très purs et les ont exposés à l'action des rayons cathodiques, à l'intérieur d'un tube de Crookes ; après un temps assez long on obtient une coloration analogue à celle obtenue dans le cas précédent, et on peut constater, par diverses expériences, la mise en liberté de chlore ; les sels ainsi modifiés ont une réaction alcaline ; comme ils présentent les mêmes propriétés que les sels modifiés par l'action de la vapeur du métal, les auteurs pensent qu'ils doivent avoir la même composition.

Ch. Maurain.

W. VOIGT. — Bestimmung relativer Wärmeleitfähigkeiten nach der Isothermen-methode (Détermination des conductibilités relatives par la méthode des isothermes). — P. 95.

L'auteur emploie la méthode qu'il a développée dans un article publié par le *Journal de Physique* (¹). Deux plaques de même épaisseur, ayant chacune la forme d'un triangle rectangle, sont réunies par leurs hypoténuses, de manière à former une seule plaque rectangulaire ; ces deux plaques sont de nature différente. On les enduit d'un mélange de composition connue et on produit la fusion de cet enduit en échauffant la plaque. La forme des isothermes ainsi obtenues permet d'obtenir les rapports des coefficients de conductibilité.

L'auteur a déterminé avec cette méthode les rapports des conductibilités calorifiques de plusieurs sortes de verres.

L. Marchis.

M. SMOLUCHOWSKI von SMOLAN. — Ueber Wärmeleitung in verdünnten Gasen (Conductibilité pour la chaleur des gaz raréfiés). — P. 101.

Le principe de la méthode employée est le suivant :

Un thermomètre a son réservoir enfermé dans une enceinte, dans laquelle on peut faire varier la pression du gaz environnant ; on échauffe l'appareil jusqu'à ce que le thermomètre marque une certaine température, puis on plonge le tout dans de la glace et on observe le refroidissement. Un calcul permet d'obtenir le coefficient de conductibilité.

L. Marchis.

P. DRUDE. — Zur Theorie der anomalen electrischen Dispersion (Sur la théorie de la dispersion électrique anomale). — P. 131.

Entre l'absorption anomale électrique et optique, existe une différence considérable d'ordre de grandeur ; la bande d'absorption est beaucoup plus large quand il s'agit d'ondulations électriques : dans un grand nombre de liquides, on a une absorption sensible, de $\lambda = 75$ centimètres à $\lambda = 200$ centimètres. Dans le langage de la théorie optique de la dispersion anomale les bandes d'absorption sont d'autant plus

(¹) Voir ce volume, p. 90.

larges que l'amortissement des vibrations propres de la molécule est plus énergique, et l'on peut avoir un effet sensible sur des vibrations beaucoup plus lentes que celles de la molécule, à condition d'avoir un amortissement considérable.

M. Drude montre qu'on peut rendre compte des phénomènes de dispersion et d'absorption électriques, soit par une application de cette théorie générale, soit par la considération d'un isolant parsemé de conducteurs ; les deux théories conduisent au même résultat.

Rappelons qu'entre l'indice de réfraction n, l'indice d'absorption $\varkappa$ et la période T existent deux relations, résumées en une seule sous la forme suivante qui fait intervenir les imaginaires :

$$n^2(1 - i\varkappa)^2 = \varepsilon_0 + \Sigma_h \frac{\varepsilon_h}{1 + i\frac{a_h}{T}},$$

où Σ_h indique une sommation étendue à tous les groupements de molécules qu'on peut considérer ; chacun d'eux est caractérisé par les deux constantes ε_h, a_h; a_h mesure l'amortissement des vibrations propres du groupement.

Supposons qu'il existe un seul groupement moléculaire, dont les constantes sont ε' et a'. Pour une période très courte, $T = 0$, on a, comme valeur limite, $n^2 = \varepsilon_0$; avec $\varkappa = 0$, pour une période très longue $T = \infty$, on a :

$$n^2 = \varepsilon_\infty = \varepsilon_0 + \varepsilon',$$

$$n^2(1 - \varkappa^2) = \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_\infty - \varepsilon_0}{1 + \left(\frac{a'}{T}\right)^2},$$

$$2n^2\varkappa = \frac{\varepsilon_\infty - \varepsilon_0}{1 + \left(\frac{T}{a'}\right)^2} \cdot \frac{T}{a'}.$$

Le corps considéré est dès lors défini par trois constantes, ε_0, ε_∞ et a'. ε_0 est la limite du carré de l'indice optique pour des vibrations infiniment courtes, ε_∞ est la constante diélectrique mesurée électrostatiquement.

Il est aisé, d'après cela, de calculer pour quelles valeurs de T, $\varkappa$ ou $n\varkappa$ sont maximum ; sur ces expressions, il est aisé de reconnaître que l'on n'a une absorption notable que dans les substances pour lesquelles ε_∞ et ε_0 sont très différents.

C'est le cas de l'eau, où $\varepsilon_0 = 1,8$; $\varepsilon_\infty = 81$. Au contraire, pour les acides gras, où, malgré la présence du groupe OH, on a une faible absorption, ε_∞ diffère peu de ε_0.

La théorie de Mossotti-Clausius conduirait à deux formules identiques à celles-là. On a pu comparer ces formules à l'expérience, en remarquant que $n^2 (1 - x^2)$ représente la constante diélectrique vraie ε pour la période T. Des valeurs observées pour ε_∞, ε_0 et ε, on déduit la valeur de l'indice d'absorption x, et l'on compare cette valeur à la valeur observée. ε se mesure soit par la méthode du condensateur, soit par la mesure de la longueur d'onde dans le milieu.

Voici quelques nombres. On a pris pour tous les corps étudiés la valeur unique $\varepsilon_0 = 2$. Il s'agit de vibrations qui ont dans l'air une longueur d'onde $\lambda = 75$ centimètres :

	ε_∞	ε	x calculé	x observé
Alcool méthylique	34,0	32,5	0,10	0,08
Alcool éthylique...........	26,0	21,7	0,21	0,21
Alcool propylique	21,6	12,3	0,35	0,41
Glycérine..................	56,2	16,5	0,52	0,42

Il y a deux ou trois corps pour lesquels la concordance est moins bonne. C'est peut-être parce que la constitution ne peut pas être réduite à ce cas très simple d'un agrégat unique de molécules.

Avec la glycérine et l'alcool, on a expérimenté à diverses longueurs d'ondes, pour contrôler les formules donnant x, n^2 et ε. Le contrôle a été satisfaisant.

B. Brunhes.

P. DRUDE. — Die optischen Constanten des Natriums (Les constantes optiques du sodium). — P. 159.

L'auteur mesure par la méthode de la réflexion l'indice de réfraction et l'indice d'absorption x de l'alliage *Na*K, étudié par Elster et Geitel. Il trouve pour la lumière du sodium :

$$n = 0,123; \qquad x = 17,75 ;$$

pour la lumière bleue (filtrée à travers une solution d'oxyde de cuivre ammoniacal) :

$$n = 0,148, \qquad x = 12,1.$$

L'incidence principale atteint pour cet alliage une valeur plus

faible que pour aucun autre métal :

$$\rho = 68^\circ 29'.$$

L'azimut principal déduit de la valeur de $\varkappa$ aurait la valeur très voisine de 45 :

$$\rho = 43^\circ 38'.$$

En opérant sur du sodium pur, fondu, en présence d'une atmosphère d'hydrogène, M. Drude a trouvé pour l'angle d'incidence $\varphi = 65^\circ$, pour le retard relatif Δ, et l'azimut ψ de la lumière réfléchie,

$$\Delta = \pi - 70^\circ 15', \qquad 2\psi = 89^\circ 55';$$

par la même méthode de réflexion,

$$n = 0{,}0045, \qquad \varkappa = 580;$$

pour la lumière du sodium. Ainsi la lumière émise par le sodium marche à l'intérieur du sodium 220 fois plus vite que dans l'air. L'expérience est fort délicate ; mais, lors même qu'on n'obtiendrait pour 2ψ que la valeur 89°, on en déduirait encore pour n la valeur 0,034. Le sodium est donc le corps le moins réfringent pour la lumière jaune ; puis vient l'alliage NaK, puis l'argent ($n = 0{,}18$).

B. BRUNHES.

K. SCHREBER. — Die absolute Temperatur (La température absolue). — P. 163.

L'auteur donne une définition de l'échelle absolue des températures en partant de considérations cinétiques : il compare sa méthode à celle de sir W. Thomson.

L. MARCHIS.

H. MURAOKA et M. KASUYA. — Das Johanniskäferlicht und die Wirkung der Dämpfe von festen und flüssigen Körpern auf photographische Platten (La lumière du ver luisant et l'influence des vapeurs de corps solides et liquides sur les plaques photographiques.) — P. 186.

H. Muraoka a déjà montré que les vers luisants émettent[1] à travers le papier noir, des rayons qui impressionnent les plaques photographiques. Henry, R. Dubois, K. Shimada et D. Turner[2] ont aussi signalé ce phénomène.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 773 ; 1896 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 270 ; 1896.
(2) *Comptes Rendus*, t. CXXVIII, p. 400.

Répondant à des remarques de sir G. Stokes, les auteurs ont recherché sans succès si le ver luisant pouvait être le siège de décharges électriques, analogues à celles que présentent les poissons électriques, qui auraient pu produire une action photographique.

En revanche, ils ont reconnu l'action d'un grand nombre de corps solides ou liquides sur la plaque photographique : le carton, le bois, la résine, le café, la térébenthine, le mercure, l'alcool, etc.

Le zinc, le cadmium, le magnésium paraissent agir par les vapeurs qui se dégagent de leurs surfaces ; toutefois les auteurs remarquent que l'action [1] n'a généralement pas lieu vers le milieu de la surface du métal, mais seulement à la périphérie.

L'oxyde de magnésium n'agit pas ; mais l'oxyde de cadmium exerce sur les plaques photographiques une action à distance que les auteurs ne s'expliquent ni par une vaporisation ni par un rayonnement en tous sens.

G. Sagnac.

A. OBERBECK. — Ueber die Spannung an dem Pole eines Inductionsapparates (Sur la tension au pôle d'une bobine d'induction). — P. 193.

Ce mémoire forme la suite d'un précédent, analysé ici [2].

Dans le premier paragraphe on examine quelques questions de détail au point de vue expérimental ; on trouve notamment ce résultat que, suivant que les deux pôles de la bobine sont isolés ou que l'un des deux soit au sol, on n'obtient pas toujours par la méthode expérimentale, pour la même variation d'intensité dans le primaire, la même tension maximum aux bornes du secondaire. On traite ensuite la bobine de Ruhmkorff au point de vue théorique en négligeant l'influence du secondaire sur le primaire, l'influence de la résistance dont la formation du potentiel et en supposant que le secondaire se comporte comme si ses extrémités étaient réunies aux armatures d'une capacité d'une petite bouteille de Leyde ; mais, d'après l'auteur lui-même, la solution n'est que très peu approchée.

Le dernier paragraphe traite de la relation de la distance explosive et du potentiel ; le résultat le plus remarquable est que, pour toutes les formes de pôles (sphère, pointes, pointe et plan), la diffé-

(1) Cette question a déjà été étudiée par H. Pellat, *Comptes Rendus*, t. CXXIII ; 1896 ; — et R. Colson, *loc. cit.*, p. 49.

(2) *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 109 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 708 ; 1897.

rence de potentiel croît proportionnellement à la distance explosive, à partir d'une distance de 5 à 8 centimètres.

Entre une pointe positive et un conducteur de forme quelconque pour une distance de 10 centimètres, le potentiel explosif est 45,000 volts pour une distance de 20 centimètres, le potentiel explosif est 75,000 volts pour 1 mètre, elle serait sensiblement 200,000 volts.

La comparaison de ces potentiels dynamiques avec les potentiels statiques mesurés par Heydweiler donne des résultats sensiblement d'accord avec l'égalité. Les potentiels dynamiques de M. A. Oberbeck ont été mesurés en se plaçant dans les conditions rationnelles que nous avons indiquées (1).

R. Swyngedauw.

A. COEHN. — Ueber ein Gesetz der Electricitätserregung (Sur une loi concernant la production de l'électricité). — P. 217.

L'auteur cite un grand nombre de résultats numériques dont l'ensemble, appuyé par ses expériences personnelles, lui semble montrer, malgré quelques exceptions, que, lorsque deux corps sont au contact, celui qui est positif par rapport à l'autre est celui dont la constante diélectrique est la plus grande.

Ch. Maurain.

HERMANN T. SIMON. — Akustische Erscheinungen am electrischen Flammenbogen (Phénomènes acoustiques relatifs à l'arc électrique). — P. 233.

L'auteur a observé que, si un circuit parcouru par un courant variable se trouve dans le voisinage du circuit d'un arc électrique, celui-ci produit un son assez intense. Il a étudié ce phénomène, et constaté que toutes les petites variations périodiques du courant principal (produites, par exemple, par induction sous l'action d'un circuit à microphone) donnent naissance à un son dans l'arc; celui-ci peut ainsi servir de récepteur pour un appareil transmetteur à microphone. D'ailleurs, à une oscillation périodique, même faible, de la densité de l'air où se trouve l'arc, correspond une oscillation de l'intensité du courant dans son circuit, de sorte que l'arc peut servir de transmetteur pour un circuit téléphonique récepteur.

Ch. Maurain.

---

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 708; 1897.

H. EBERT. — Das Verhalten der Kathodenstrahlen in electrischen Wechselfeldern (Action sur les rayons cathodiques d'un champ électrique alternatif). — P. 240.

M. Schmidt a observé une déviation des rayons cathodiques sous l'action d'un champ électrostatique variable [1]. M. Ebert reprend ces expériences et arrive à la même conclusion. Les rayons passent entre les armatures planes d'un condensateur, reliées aux pôles d'un transformateur; la fréquence des oscillations est d'environ 520. Au moment où on actionne le condensateur, on voit la tache fluorescente produite sur la paroi du tube s'étaler, indiquant une déviation des rayons cathodiques dans la direction des lignes de force; on peut suivre le mouvement avec un miroir tournant.

Ch. MAURAIN.

G. JAUMANN. — Ueber die Interferenz und die electrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen (Sur l'interférence et la déviation électrostatique des rayons cathodiques). — P. 262.

L'insuccès de MM. E. Wiedemann et G.-C. Schmidt [2] et de M. Collenaar [3] à reproduire l'expérience de l'auteur sur l'interférence des rayons cathodiques bleus [4] a conduit ce dernier reprendre cette expérience et à y ajouter quelques développements.

Deux plaques rectangulaires en aluminium, de 10 centimètres de long sur 4 centimètres de large, sont placées parallèlement à 2 centimètres de distance dans un grand récipient et réunies à l'extérieur par un fil de laiton de 250 centimètres de long et $0^{mm},8$ de diamètre. La jonction du fil avec chaque plaque doit se faire sans solution de continuité. L'anode est une tige très éloignée des plaques formant cathode.

Le fil K_1K_2S peut être mis en communication avec le pôle négatif d'une machine à influence (à un plateau — sans les bouteilles de Leyde), au moyen d'un contact glissant à vis S et d'un conducteur interrompu par le champ intrapolaire d'un excitateur F.

La surface interférentielle de la lumière cathodique bleue a une épaisseur de $0^{mm},5$, elle est plane et bleu clair, et tranche très nette-

(1) SCHMIDT, *Abhandl. der Naturforsch Gesellschaft zu Halle*, t. XXI, p. 163; 1897.
(2) *Wied. Ann.*, t. LX, p. 510.
(3) *Kon. Akad. Amsterdam*, 1897, p. 310.
(4) *Wied. Ann.*, t. LVII.

ment au milieu du halo bleu d'eau d'épaisseur 2 millimètres. Le reste de l'espace entre les cathodes est à peu près obscur. La surface interférentielle ne se montre sensible au déplacement du contact glissant que dans le cas où elle est très nette ; l'expérience ne réussit, d'ailleurs, que pour une longueur d'étincelle F, comprise entre certaines limites.

Dans les expériences anciennes la surface interférentielle s'épaississait quand le contact S se déplaçait ; dans les expériences actuelles la surface s'épaissit fort peu et se déplace d'une cathode à l'autre quand le contact S glisse d'une plaque à l'autre.

On explique l'insuccès des physiciens précités par une solution de continuité.

§ 2. — L'auteur maintient ses idées sur les surfaces interférentielles contre MM. E. Wiedemann et Schmidt ; c'est ainsi qu'il faut expliquer, d'après lui, la forme régulière des plages fluorescentes dans le cas de cathodes compliquées.

§ 3. — Le déplacement de la plage fluorescente sous l'action d'un corps électrisé ne peut s'expliquer par le simple déplacement du point d'émission découvert par MM. Wiedemann et Schmidt ; il faut faire intervenir la déviabilité des rayons sous le champ électrostatique, ce qui d'ailleurs a été démontré directement par M. Perrin et M. Kaufmann.

On reprend sous une autre forme la démonstration de cette idée que les rayons cathodiques sont les lignes de force électrostatique maximum ou minimum.

On donne de la déviation des rayons cathodiques l'expression :

$$x_1 = - \Xi . \frac{2E_0}{\rho \gamma_0},$$

où x_1 est le déplacement d'un point du rayon cathodique dans la direction du champ, Ξ_0, où E_0 est la valeur maximum ou minimum de la force électrostatique à l'origine des coordonnées, ρ le rayon de courbure des surfaces de niveau, la valeur de $\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}$ pour le point origine des coordonnées placé en un point du rayon.

On voit, en particulier, que la déviation sous l'action d'un champ donné *change de sens avec la courbure des surfaces équipotentielles ;* ce changement de courbure se présente notamment avec les cathodes concaves ; les surfaces tournent leur concavité vers l'anti-

cathode, au voisinage de la cathode, vers la cathode lorsqu'on se trouve assez éloigné de cette dernière, c'est-à-dire qu'au voisinage de la cathode elles sont attirées par les corps électrisés négativement, au lieu qu'elles sont repoussées à une distance suffisante ; et de fait, la plage fluorescente des rayons cathodiques émanés d'une cathode très concave (2 centimètres de rayon) est déviée en sens inverse du point d'émission.

Le dernier paragraphe est surtout consacré à l'objection capitale de M. H. Poincaré, relative à la trajectoire des rayons cathodiques, la fameuse « Selbststreckung » des rayons cathodiques. Cette idée conduit M. Jaumann à la production de rayons anodiques dont les propriétés concordent très bien avec les propriétés de déviabilité des rayons cathodiques de M. Jaumann.

R. Swyngedauw.

P. LENARD. — Ueber die electrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen (Sur les propriétés électrostatiques des rayons cathodiques). — P. 279.

M. Perrin a montré que les rayons cathodiques sont chargés négativement ; M. Lénard s'est proposé de chercher si cette charge, mise en évidence par M. Perrin à l'intérieur du tube, subsistait encore à l'extérieur ; il a repris pour cela la disposition qui lui a permis d'obtenir des rayons cathodiques sortant d'un tube de Crookes à travers une feuille très mince d'aluminium. Ces rayons sont ensuite reçus dans un deuxième tube où le vide est poussé aussi loin que possible ; la lame d'aluminium séparant les deux tubes est mise en communication avec le sol ; dans ces conditions, les rayons cathodiques, après avoir pénétré dans le deuxième tube, ont constamment chargé négativement un conducteur isolé sur lequel ils tombaient, et qui était contenu lui-même dans un cylindre au sol ; si les rayons sont déviés par un aimant, de manière à ce qu'ils ne tombent plus sur le conducteur, la charge acquise par celui-ci est sensiblement nulle.

M. Lénard étudie ensuite l'influence d'un champ électrique sur les rayons cathodiques ; il fait passer ceux-ci entre les deux plateaux d'un condensateur ; quand le condensateur n'est pas chargé, les rayons continuent leur chemin en ligne droite ; lorsqu'il est chargé, ils s'incurvent de manière à tourner leur concavité vers la face positive. Si on considère les rayons comme produits par le mouvement

de particules électrisées, on peut calculer la déviation qu'ils éprouvent sous l'action d'un champ électrique ou d'un champ magnétique donnés ; si on mesure ces deux déviations, on peut déduire des formules obtenues la vitesse de propagation des particules ; M. Lénard a fait trois séries d'expériences correspondant à des différences de potentiel différentes entre les électrodes du tube (distances explosives $2^{cm},8 - 3^{cm},2 - 3^{cm} - 6$) ; il trouve ainsi pour la vitesse les valeurs $0^{cm},67.10^{10} - 0,7.10^{10} - 0,81.10^{10}$.

M. Lénard remarque que les rayons cathodiques doivent porter partout avec eux la charge négative qui en paraît inséparable ; un diélectrique solide, traversé par les rayons cathodiques, doit donc livrer passage à de l'électricité négative ; c'est ce qu'il a vérifié en faisant tomber les rayons sur un condensateur dont l'armature recevant les rayons est constituée par une lame mince d'aluminium, livrant passage aux rayons, et la lame isolante par une couche très mince de gomme-laque ; la feuille d'aluminium est reliée au sol, et l'autre armature à un électroscope ; si cette armature est d'abord chargée positivement, les feuilles retombent bientôt sous l'action des rayons et se chargent ensuite négativement.

Ch. Maurain.

S. LAGERGREN. — Ueber die Dämpfung electrischer Resonatoren (Sur l'amortissement des résonateurs électriques). — P. 291.

L'amortissement est étudié par la méthode électrométrique de M. Bjerknes. On peut diviser les résonateurs hertziens en résonateurs rectilignes et résonateurs fermés sur eux-mêmes. Les premiers ont un amortissement plus considérable que les seconds ; cet amortissement décroît à mesure que la capacité du résonateur croît. On sait que l'amortissement est dû à deux causes : 1° la chaleur de Joule ; 2° le rayonnement. M. Tesla pensait que le rayonnement doit être plus grand dans l'air que dans le vide ; les résultats obtenus par M. Lagergren ne confirment pas cette hypothèse.

La relation qui existe entre la longueur du résonateur et le rayonnement semble très complexe et n'a pu être précisée.

Ch. Maurain.

A. EKSTRÖM. — Ueber die Untersuchung der Schwingungen eines Hertz'schen Oscillators durch das Abmessen interferirender Drathwellen (Sur l'étude d'un oscillateur hertzien au moyen des ondes stationnaires produites par interférence dans les fils). — P. 291.

Dans son étude sur les ondes provenant d'un excitateur, Bjerknes a seulement considéré ce qui se passait près de l'extrémité d'un fil très long relié à l'excitateur, c'est-à-dire a étudié la courbe d'interférence due à une seule réflexion. L'auteur étudie par le calcul la courbe d'interférence dans le cas général, c'est-à-dire en tenant compte des réflexions aux deux extrémités du fil. Si on représente la vibration de l'excitateur par $A.e^{-\frac{\gamma}{\lambda}t} . \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + a\right)$, on obtient, pour un point situé à une distance x de l'extrémité antérieure du fil et y de l'extrémité postérieure une expression de la forme

$$H\left[e^{-\frac{\gamma}{\lambda}y} . \sin\left(2\pi \frac{y}{\lambda} + h\right) + m.n\, e^{-\frac{\gamma}{\lambda}y} \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda} + h\right)\right],$$

dans laquelle m et n représentent les facteurs de réflexion.

Il tire ensuite de cette formule différentes conclusions ; si le fil est très long, on retombe sur les résultats de Bjerknes.

Les résultats obtenus sont applicables aux expériences faites par une méthode électrométrique, bolométrique ou thermo-électrique, mais ne conviennent pas à celles où on emploie la méthode des étincelles.

Ch. MAURAIN.

STSCHEGLAYEW. — Ueber das Brechungsvermögen des mit Flüssigkeiten getränkten Hydrophans (Sur le pouvoir réfringent de l'hydrophane imprégnée de liquides). — P. 325-333.

L'hydrophane humectée de divers liquides devient complètement transparente. Les mesures d'indices faites par l'auteur (seulement avec la lumière jaune du sodium) l'amènent à conclure que l'hydrophane imprégnée de liquide se comporte comme une véritable *solution* dont l'indice peut être calculé par la règle des mélanges (1).

(1) Exprimée par la formule

$$(n - 1)\, v + (n' - 1)\, v' = (N - 1)\,(v + v'),$$

où nv, $n'v'$ sont les indices et les volumes de chaque constituant, et N l'indice du mélange.

L'indice est tantôt plus grand, tantôt plus petit que celui du liquide qui a servi à mouiller le cristal. Un prisme d'hydrophane plongé dans un liquide d'indice 1,46 ne dévie plus la lumière : tel serait l'indice de la matière composant le cristal. L'hydrophane sèche semi-transparente a un indice plus faible : ce serait un mélange d'air et d'hydrophane proprement dite.

A. Cotton.

E. GUMLICH. — Rotationsdispersion und Temperaturcoefficient des Quarzes (Dispersion rotatoire et coefficient de température du quartz). — P. 333-360.

Ces mesures, très soignées, faites à la « Physikalisch-Technische Reichsanstalt », se rapportent au spectre visible et ont été faites à l'aide d'un polarimètre à pénombres. Le polariseur de cet appareil est celui de Lummer ; il consiste en un nicol suivi d'un prisme rectangle en verre, dont la face hypoténuse est argentée sur une partie de sa surface. L'arête du prisme étant verticale, le prisme réfléchit, sans la modifier, de la lumière polarisée dont les vibrations sont verticales. Mais, si l'on fait tourner le nicol d'un angle θ, les portions argentées et non argentées de la surface renvoient des rayons polarisés [1] dans deux azimuts qui diffèrent de 2θ, de sorte que l'on a un polariseur à pénombres dont on peut régler la sensibilité à volonté (comme dans l'appareil de Laurent) et qui convient pour toute l'étendue du spectre visible.

Pour avoir des faisceaux monochromatiques suffisamment purs et intenses, l'auteur emploie la lampe à mercure de Arons (arc jaillissant dans la vapeur de mercure), perfectionnée par Lummer, en employant au lieu de mercure pur de l'amalgame de cadmium. La lumière émise présente les raies du mercure avec un très vif éclat, et aussi les raies du cadmium [2]. On s'arrange, avec un prisme, de manière à n'observer au polarimètre qu'avec la lumière d'une seule raie. On peut ainsi opérer avec les raies 579, 577, 546, 436, (492), (405) du mercure, et les raies 509, 480 du cadmium. La raie rouge de l'hydrogène 656 (tube de Geissler disposé convenablement) et

---

(1) Quand l'angle θ devient notable, l'ellipticité de la lumière réfléchie devient notable, mais l'auteur a trouvé qu'il n'y avait pas de correction à introduire de ce chef.

(2) Gumlich, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 401 ; 1897 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 568 ; 1897.

celle du lithium 671 (carbonate dans la flamme du chalumeau) ont pu aussi être utilisées pour les mesures.

L'auteur insiste sur ce fait que ces raies sont particulièrement simples et se prêtent, par suite, à des mesures de précision bien mieux que d'autres de constitution plus complexe [1].

Les quartz utilisés, dont la taille avait été spécialement contrôlée, étaient au nombre de quatre dont les épaisseurs variaient de 3,5 millimètres à 24 millimètres environ et ont donné des résultats bien concordants.

Résultats. — L'auteur, pour représenter ses résultats, préfère à l'emploi de formules contenant l'indice de réfraction, celui d'une formule

$$\varphi = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4} + \frac{C}{\lambda^6} + \cdots$$

de la forme employée déjà par MM. Soret et Sarazin. Les longueurs d'onde sont évaluées en millimètre, et les résultats se rapportent à une lame de quartz de 1 millimètre et à la température de 20°.

Pour le spectre *visible* la formule à trois termes :

$$\varphi = \frac{7,10014}{10^6\lambda^2} + \frac{0,157392}{10^{12}\lambda^4} - \frac{0,0013039}{10^{18}\lambda^6},$$

représente, d'après l'auteur, les rotations avec une approximation de 0°,005 pour le milieu du spectre, et de 0°,01 pour les deux bouts.

Pour l'ensemble du spectre compris entre $\lambda = 0^{mm},002$ et $\lambda = 0^{mm},0002$ l'auteur donne la formule :

$$\varphi = \frac{7,08114}{10^6\lambda^2} + \frac{0,173321}{10^{12}\lambda^4} - \frac{0,0056761}{10^{18}\lambda^6} + \frac{0,00042255}{10^{24}\lambda^8} - \frac{0,0000075338}{10^{30}\lambda^{10}},$$

qui convient pour le spectre visible à peu près comme la formule précédente, mais qui comprend aussi les résultats des mesures de

---

(1) Ainsi la raie du sodium se compose de deux composantes dont les intensités n'ont pas un rapport constant, de sorte que la longueur d'onde moyenne de l'ensemble varie sensiblement avec les circonstances de production. Cette seule cause suffit pour faire varier la rotation d'un millimètre de quartz d'une quantité appréciable, 1 centième de degré par exemple.

M. Gumlich avait déjà étudié spécialement la rotation du quartz pour cette lumière. Dans le mémoire actuel, il admet pour cette rotation (1 millimètre, température 20°) la valeur 21°,72 (M. Mascart avait trouvé 21°,73) et introduit ce résultat dans ses calculs en admettant qu'elle se rapporte à la longueur d'onde 589,318, moyenne des longueurs d'onde des deux raies.

MM. Soret et Sarazin dans l'ultraviolet, de MM. Carvallo et Dongier dans l'infra-rouge; les différences entre les valeurs calculées et observées dépassant à peine 0°,1 dans les régions extrêmes.

Influence de la température. — Les quartz les plus épais, immergés dans un bain d'eau de température variable, ont servi à mesurer l'influence de la température sur la rotation [1].

Ces mesures, faites pour plusieurs radiations *visibles*, n'ont mis en évidence aucune influence sensible de la longueur d'onde sur le coefficient de variation (que MM. Soret et Sarazin trouvaient plus grand dans l'ultraviolet).

Dans l'intervalle de température compris entre 0° et 100° la formule suivante représente l'accroissement du pouvoir rotatoire avec la température :

$$\varphi_t = \varphi_0 \left[1 + 0{,}000.131 t + 0{,}000.000.195 t^2\right].$$

Dans le voisinage de 20° la formule suivante représente bien les résultats :

$$\varphi_t = \varphi_{20} \left[1 + 0{,}000.14\,(20 - t)\right].$$

Ces résultats sont d'accord avec ceux obtenus, pour des intervalles de température voisins par Joubert, Von Lang, Sohncke, etc.

A. COTTON.

C. ZEISSIG. — Ein einfacher Fall der transversalen Schwingung einer rechteckigen elastischen Platte (Un cas simple de vibrations transversales d'une plaque rectangulaire). — P. 360-397.

Les équations différentielles du mouvement vibratoire transversal d'une plaque rectangulaire n'ont pu être intégrées jusqu'ici, dans le cas où tous les bords sont libres. Mais on peut les intégrer, comme l'a montré Voigt, dans le cas où deux côtés opposés sont fixés.

Le mémoire de M. Zeissig contient la solution analytique complète de ce problème particulier et la comparaison avec les résultats d'une étude expérimentale directe.

Les plaques étudiées, le plus souvent des plaques de verre, ont deux bords opposés taillés en forme de coin, qui s'appuyent contre des montures rigides s'opposant aux déplacements transversaux de

---

(1) Le coefficient de dilatation du quartz suivant l'axe est environ 0,000008 d'après Fizeau.

l'arête de contact. On met la plaque en vibration à l'aide d'un archet en agissant sur l'un des côtés laissés libres. Les diverses lignes nodales obtenues sont enregistrées par la photographie et comparées directement aux courbes fournies par la théorie (voir la seconde planche annexée au mémoire).

L'accord est satisfaisant entre le calcul et l'expérience.

A. COTTON.

KOLACEK. — Ueber das Lambert'sche Gesetz und die Polarisation der schief emittirten Strahlen (Sur la loi de Lambert et la polarisation par émission oblique). — P. 398-409.

Ces deux questions ont fait l'objet d'un mémoire récent d'Uljanin (¹) à la fois expérimental et théorique. Or M. Kolacek avait publié, dans les *Annales de Wiedemann*, en 1880, une théorie à ce sujet. Il montre qu'elle n'est pas contraire aux résultats expérimentaux et revient sur cette théorie en corrigeant et précisant quelques points.

A. COTTON.

APPUN. — Schwingungszahlenbestimmungen bei sehr hohen Tönen (Détermination de la hauteur de sons très aigus). — P. 409-416.

Dans un travail récent (¹) MM. Stumpf et Meyer ont étudié la mesure de la hauteur des sons très aigus, par une méthode fondée sur l'observation des sons de différence. Ils étaient arrivés à la conclusion que l'on ne devait ajouter aucune foi aux indications données par la plupart des constructeurs fabriquant les instruments donnant ces sons très élevés : en particulier les *sifflets*, construits par Appunpour donner 50.000 vibrations, n'en donneraient, d'après eux, que 10.000.

M. Appun proteste ; il donne des indications sur la façon dont il construit ses instruments et sur les précautions que nécessite leur usage. Il s'étonne que MM. Stumpf et Meyer trouvent des sons très voisins avec des instruments de dimensions extrêmement différentes, et ne croit pas que la théorie soit fausse à ce point. Il maintient ses nombres et donne un tableau relatif à ses instruments, con-

---

(¹) ULJANIN, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 528; — et 542 ; *J. de Phys.*, 3ᵉ série, VII, p. 116 ; 1898.

(¹) *Wied. Ann.*, t. LXI, pp. 760-779 ; 1897 ; — et *J. de Phys.*, 3ᵉ série, VI, p. 649 ; 1897.

tenant, outre leurs dimensions, la pression sous laquelle il faut les faire fonctionner.

Ces résultats contradictoires obtenus par des observateurs exercés, montrent bien, me semble-t-il, que l'on devrait renoncer, pour ces mesures, à l'observation à l'oreille et chercher à rendre pratique la méthode graphique.

A. Cotton.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

5ᵉ série, t. XLV ; février 1898.

John S. TOWNSEND. — Electrical Properties of newly prepared Gazes (Propriétés électriques de gaz récemment préparés). — P. 125.

La conclusion des expériences de M. Townsend est la suivante : Les gaz provenant de l'électrolyse de SO^4H^2 ou de KOH en dissolution dans l'eau transportent avec eux une charge électrique dont la plus grande partie reste même après que le gaz a passé à travers un flacon laveur et à travers un tampon de coton de verre pour enlever la poussière. Ces gaz, en outre, condensent la vapeur d'eau en nuages. On n'observe ces nuages avec des gaz récemment préparés que s'ils sont chargés, et le poids du nuage est proportionnel à la charge. D'après cela, dans un gaz chargé, l'électricité réside sur les gouttes du nuage qui doivent bien se former autour des « charrieurs » d'électricité dont on peut ainsi déterminer la charge.

Dans l'expérience principale, le gaz au sortir du voltamètre passe dans un laveur à KI pour enlever l'ozone, dans un laveur à eau, arrive dans un tube F à boules à SO^4H^2 recouvert d'une feuille d'étain, puis dans un cylindre G de Faraday. F et G, isolés électriquement l'un de l'autre et du reste de l'appareil, sont d'ailleurs contenus dans une boîte métallique.

On met en relation avec l'électromètre soit F, soit G. Si q et q' sont les charges par seconde dans les deux cas, $\frac{q}{q+q'}$ est le pouvoir déchargeur de F. W étant l'augmentation de poids de F, et w le poids de vapeur d'eau qui sature le volume v de gaz qui a passé à travers l'appareil, $\frac{W-w}{v}$ est le poids du nuage par centimètre cube.

On constate que le quotient $\frac{W - w}{\rho v}$, où ρ est la charge par centimètre cube, est constant quel que soit ρ, que la charge et l'intensité du nuage croissent en même temps.

Le poids d'une goutte se détermine en mesurant photographiquement la vitesse de chute du nuage. Du poids du nuage on tire le nombre de gouttes ; et de sa charge, la charge que porte chaque goutte.

Le gaz, en passant à travers un tube d'un mouvement uniforme, lui cède une partie de sa charge ; la distribution électrique reste uniforme, mais ρ a diminué et est égal à $\rho = \frac{\rho_0}{1 + \frac{4\pi e \rho_0 t}{K}}$.

L'expérience montre que cette formule convient parfaitement et permet de déterminer la vitesse que prend le charrieur sous l'influence d'une force électrique.

Le pouvoir déchargeur du tube dans lequel passe le gaz varie d'ailleurs avec sa position : il est plus grand dans la position horizontale que dans la verticale quand le gaz contient de l'humidité.

Le gaz, en passant à travers un vase poreux, lui abandonne toute sa charge.

E. Perreau.

Mac GREGOR et ARCHIBALD. — On the calculation of the conductivity of aqueous solutions containing two Electrolytes with no common Ion (Calcul de la conductibilité de solutions aqueuses contenant deux électrolytes sans ion commun). — P. 151.

Une telle solution contient aussi les deux électrolytes formés avec les premiers par double décomposition. On a donc en présence quatre électrolytes : suivant la théorie de la dissociation électrolytique, la conductibilité spécifique d'une telle solution est

$$\frac{1}{v} \left\{ \alpha_1 N_1 \mu_{\infty 1} + \alpha_2 N_2 \mu_{\infty 2} + \alpha_3 N_3 \mu_{\infty 3} + \alpha_4 N_4 \mu_{\infty 4} \right\},$$

où α est le coefficient d'ionisation d'un électrolyte, N le nombre d'équivalents-grammes de l'électrolyte contenu dans le volume v, et μ_∞ la conductibilité spécifique par équivalent-gramme d'une solution infiniment diluée.

Si on connaît ces quantités on peut calculer la conductibilité. Les

auteurs, en appliquant les lois de l'équilibre, trouvent un certain nombre d'équations permettant de déterminer ces coefficients.

E. PERREAU.

ROLLO APPLEYARD. — The failure of German Silver and Platinoïd Wires (Affaiblissement de la résistance mécanique à la rupture des fils de maillechort et de platinoïde). — P. 157.

D'observations faites sur des bobines de fils dans divers pays, M. Appleyard conclut que la facilité avec laquelle des fils de maillechort ou de platinoïde se brisent tient à des crevasses, ou fissures dans l'intérieur du fil. L'eau pénètre dans ces crevasses et produit une action destructive. Il en est de même d'un courant électrique à cause du plus grand dégagement de chaleur produit en ces points.

M. Appleyard regrette que les métallurgistes ne déterminent pas les conditions dans lesquelles on obtient un bon alliage qui ne se brise jamais et termine en disant: « L'Allemagne, grâce à un Laboratoire national, a déjà attaqué la question et trouvé la manganine... Les fabricants de câbles anglais ont déjà importé annuellement des millions de tonnes de câbles d'Allemagne; et il est probable que, faute d'un Laboratoire national, les fabricants d'instruments tireront leur fil pour résistances de la même source étrangère. »

E. PERREAU.

A. BATTELLI. — Analogy betiween the Cathodic Rays and those of Röntgen (Analogie entre les rayons cathodiques et les rayons Röntgen). — P. 163.

Une ampoule sphérique de Crookes est munie d'une anode, d'une cathode et de deux tubulures : à travers l'une d'elles passe le réflecteur et une tige portant à son extrémité un petit cylindre métallique sur lequel on a enroulé une pellicule photographique recouverte de papier noir. Par l'autre pénètre un cylindre semblable. Les montures du réflecteur et des tiges portant les cylindres permettent de les orienter dans une direction variable à volonté. Un tube D met l'ampoule en communication constante avec la trompe à mercure.

M. Battelli a fait une série d'expériences dont son appareil donne l'idée et énonce les conclusions suivantes :

1° On ne peut pas affirmer que les rayons cathodiques sont réfléchis en bloc suivant les lois de la réflexion régulière ;

2° Les rayons qui se propagent derrière le réflecteur d'un tube focus ont les mêmes propriétés que les rayons cathodiques directs ;

3° Les rayons émanant de la face postérieure d'une feuille très mince dont la face antérieure est frappée par les rayons cathodiques ont les mêmes propriétés que ceux-ci ;

4° Un pinceau de rayons cathodiques semble être composé de rayons de diverses natures. Quand il tombe sur une lame de faible épaisseur, il la traverse comme un filtre qui livrerait passage plus facilement à certains rayons qu'aux autres.

E. Perreau.

J.-J. THOMSON. — A Theory of the Connexion between Cathode and Röntgen Rays (Théorie de la dépendance des rayons cathodiques et des rayons Röntgen. — P. 172.

Considérons une particule M électrisée mobile. Si sa vitesse w est assez petite pour qu'on puisse négliger $\frac{w^2}{V^2}$ (V = vitesse de la lumière), la force électrique est distribuée symétriquement, et à une distance r est $\frac{e}{r^2}$ (e = charge de la particule) ; les lignes de force magnétique sont des circonférences ayant leur centre sur la trajectoire de la particule ; et la grandeur de la force magnétique en un point P est $\frac{we \sin \theta}{r^2}$ (θ = angle de PM avec la direction du mouvement).

Si la vitesse w croît jusqu'à devenir égale à V, la force électrique et la force magnétique tendent à devenir nulles partout, excepté dans le plan contenant la particule et perpendiculaire à la direction du mouvement ; et dans ce plan elles sont infinies.

Supposons que la particule s'arrête brusquement. Par suite de l'induction électromagnétique, il n'y a pas changement instantané du champ magnétique, l'induction produit un champ qui compense pour un moment celui détruit par l'arrêt de la particule. Mais ce nouveau champ n'est pas en équilibre, il se meut à travers le diélectrique comme une pulsation électrique.

Si la vitesse w est petite, la pulsation due à l'arrêt de la particule produit une perturbation telle que la force magnétique en un point extérieur est considérablement plus grande qu'avant l'arrêt. Le temps que la pulsation met à passer en un point P est, si la parti-

cule électrisée est sphérique, égal au temps que la lumière met à traverser une longueur égale au diamètre de la particule, par suite l'épaisseurde la pulsation est excessivement petite comparée au λ de la lumière visible.

Si la vitesse w est voisine de V, deux pulsations partent au moment de l'arrêt. Une est une onde plane mince dont l'épaisseur est égale au diamètre de la particule chargée et qui se propage dans la direction du mouvement de la particule; l'autre est une onde sphérique se propageant dans toutes les directions et dont l'épaisseur est encore égale au diamètre de la particule, c'est-à-dire si la particule est de dimension moléculaire ou même plus petite, très petite comparée au λ de la lumière visible.

M. J.-J. Thomson pense que les rayons Röntgen sont ces pulsations minces de perturbations électrique et magnétique, qui se produisent au moment de l'arrêt des particules chargées négativement qui constituent les rayons cathodiques.

Le calcul montre que ces perturbations peuvent avoir une grande intensité.

Consistant en perturbations électrique et magnétique, ces pulsations peuvent produire des effets analogues à ceux de la lumière et leur faible épaisseur explique bien l'absence de réfraction et de diffraction. L'hypothèse de l'arrêt instantané, exigé par cette conception, est très admissible avec l'idée qu'on se fait des rayons cathodiques : molécules de masse faible animées d'une grande vitesse. La théorie montre d'ailleurs que si l'arrêt dure un certain temps, la pulsation est élargie et, par suite, plus facilement absorbée, ce qui explique les différences entre les diverses ampoules à rayons Röntgen. J.-J. Thomson fait remarquer que sa conception s'accorde bien avec celle de sir George Stokes.

E. Perreau.

J. JERVIS-SMITH. — A New Method of Measuring the Torsional Angle of a Rotating Shaft or Spiral Spring (Nouvelle méthode pour mesurer la torsion d'un arbre tournant ou d'un ressort spiral). — P. 183.

Aux deux extrémités de l'arbre tournant, l'auteur fixe deux disques en matière isolante dans chacun desquels on a encastré un rayon en cuivre. Sur la branche de chaque disque frotte un balai intercalé dans un circuit comprenant une pile et un téléphone. On règle l'appareil de manière qu'au repos les deux balais frottent sur les

rayons de cuivre tous deux verticaux par exemple à ce moment. Quand l'arbre tourne s'il n'y a pas de torsion on entendra dans le téléphone un bruit à chaque révolution. Si l'arbre se tord on n'entendra plus rien. On peut mesurer la torsion, en faisant tourner le bras qui porte un des balais. On peut mesurer le couple de torsion en compensant cette torsion par celle produite par un poids suspendu à un fil passant sur une poulie de rayon connu.

E. Perreau.

J. TROWBRIDGE et J. BURBANK. — The Source of the X Rays (Source de rayons X). — P. 183.

Dans un circuit réunissant les deux pôles d'une batterie d'accumulateurs de 10.000 éléments, les auteurs interposent un fil métallique contenu dans une ampoule vide d'air. En faisant varier la forme du fil, celle de l'ampoule, ils arrivent à ces conclusions que le conducteur contenu dans le tube de Crookes émet des rayons X normaux à sa surface chaque fois qu'une étincelle disruptive éclate dans le circuit; que cette émission a lieu, que le conducteur soit relié à l'anode ou à la cathode.

La direction des rayons X et des rayons cathodiques est modifiée par un conducteur voisin isolé, c'est-à-dire par induction.

Incidemment les auteurs émettent cette hypothèse que la brûlure produite par les rayons X est due à un état intense d'électrisation.

E. Perreau.

J.-H. VINCENT. — On the Photography of Ripples (Photographie de rides). — P. 191.

L'auteur a modifié un peu son appareil [1]. Il observe dans une direction normale à la surface du mercure, la source de lumière étant placée à côté de l'objectif de la chambre noire. Pour avoir plus d'immobilité, il opère dans une cave à voûte solide à laquelle est suspendue par une corde la tige d'acier qui porte la cuve à mercure. Il donne les photographies obtenues dans différents cas de propagation des rides à la surface du mercure.

E. Perreau.

---

[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. VI ; p. 518 ; 1897.

P. ZEEMAN. — Measurements concerning Radiation Phenomena in the magnetic Field (Mesures relatives au phénomène Zeeman). — P. 197.

La source de lumière est une étincelle donnée par une bobine d'induction munie d'un condensateur en dérivation sur le secondaire entre deux pointes d'un métal pur (Zn, Cd).

On photographie le second spectre donné par un réseau de Rowland. Au moyen d'une machine à diviser munie d'un microscope, on mesure la distance des deux composantes extérieures du triplet dont la composante intérieure a été éteinte avec un nicol.

Voici les résultats obtenus.

	λ	Distance entre les composantes en $\frac{1}{100}$ de millimètre	Échelle		Ordre du spectre	Champ magnétique
Zinc	4811	18,6	$1^{mm}4,41$ unités Angström		2	32.10^3
	4722	20,7	»		»	»
	4680	25,1	»		»	»
	3345	Imperceptibles	$1^{mm}2,94$	—	3	»
	3303	»	»		»	»
	3282	»	»		»	»
Cadmium	4800	22,0	$1^{mm}4,41$	—	2	32.10^3
	4678	24,2	»		»	»

Le cuivre et l'étain donnent des raies trop indécises.

E. PERREAU.

H.-P. CADY. — The electrolysis and electrolytic conductivity of certain substances dissolved in liquid ammonia (L'électrolyse et la conductibilité électrolytique de certaines substances dissoutes dans l'ammoniaque liquide). — *The Journal of physical Chemistry*, t. I, p. 707; 1897.

L'ammoniaque liquéfiée est un mauvais conducteur de l'électricité; mais les dissolutions de sels dans l'ammoniaque à 34° sont aussi conductrices que des dissolutions aqueuses. La difficulté des expériences n'a pas permis à l'auteur de publier des nombres assez précis pour qu'on puisse soit vérifier une loi de conductibilité moléculaire, soit calculer des vitesses d'ions.

Le sodium métallique se dissout dans l'ammoniaque liquide et fournit une dissolution bleue conductrice, à travers laquelle le courant passe, sans que l'auteur ait pu constater de dégagement de gaz ni de dépôt aux électrodes, et sans qu'il se produise une force élec-

tromotrice de polarisation appréciable. La conductibilité rapportée à 1 molécule de sodium dissous croît avec la concentration, contrairement à ce qui a lieu pour les électrolytes ordinaires. D'après M. Cady, on aurait là un cas de conductibilité *métallique* d'une dissolution. Ce cas vraiment extraordinaire mériterait d'être étudié de plus près.

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

7e série, t. XIV; mai 1898.

H. Bouasse. — *Sur la définition de la mollesse des fils métalliques*, p. 98.

H. Bouasse. — *Sur les pertes d'énergie dans les phénomènes de torsion*, p. 106.

Juin 1898.

J. Dewar. — *Liquefaction de l'hydrogène et de l'hélium*, p. 145.

Ch. Maurain. — *Recherches sur les écrans électromagnétiques et l'influence de la fréquence sur l'énergie dissipée dans l'aimantation*, p. 208.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XLV; avril 1898.

F.-S. Spiers, F. Twyman et W.-L. Waters. — *Variations avec la température de la force électromotrice de la forme H des éléments Clark*, p. 288.

C. Chree. — *Notes sur la thermométrie*, p. 299.

Th. Preston. — *Phénomènes de radiation dans le champ magnétique*, p. 325.

C. Kinsley. — *Détermination de la fréquence des courants alternatifs*, p. 339.

A.-A. Michelson. — *Radiations dans un champ magnétique*, p. 348.

Ch. Godfrey. — *Sur les discontinuités liées à la propagation d'un mouvement d'ondes le long d'un ressort chargé périodiquement*, p. 356.

A. Lehfeld. — *Évaluation numérique de l'échelle absolue de température*, p. 363.

Mai 1898.

G.-H. Bryan. — *Sur l'induction électromagnétique dans des couches planes, cylindriques ou sphériques; sa représentation par des séries d'images en mouvement*, p. 381.

J. Erskine-Murray. — *Sur l'électricité voltaïque des métaux*, p. 398.

A.-P. Willis. — *Sur la susceptibilité de substances diamagnétiques ou faiblement magnétiques*, p. 432.

T. Mizuno. — *Sur la fonction du condensateur dans une bobine d'induction*, p. 447.

H.-A. Wilson. — *Sur l'influence des substances dissoutes et de l'élimination sur la réformation des nuages*, p. 454.

Dr Van Rijckevorsel. — *Sur la température de l'Europe*, p. 459.

Juin 1898.

J.-S. Townsend. — *Application de la diffusion aux gaz conducteurs*, p. 469.

Lewis Wright. — *Images microscopiques et vision*, p. 480.

A. Roiti. — *Les rayons X existent-ils déjà dans le faisceau cathodique d'où ils proviennent*, p. 503.

R.-W. Wood. — *Zones plates de renversement de phase et télescopes de diffraction*, p. 511.

Lord Rayleigh. — *Note sur la pression exercée par la radiation, montrant un défaut apparent des équations électromagnétiques usuelles*, p. 522.

J.-D. Hamilton Dickson. — *Réduction aux températures normales du thermomètre à air des températures données par le thermomètre de platine dans les expériences à basse température des professeurs* Dewar et Fleming, p. 525.

F.-G. Donnan. — *L'effet Thomson dans un électrolyte binaire*, p. 529.

C. Johnstone Stoney. — *Il est évident que les rayons de Röntgen sont de la lumière ordinaire*, p. 532.

Wiedemann's Annalen

T. LXIV : n° 3, 1897.

F. Kohlrausch, L. Holborn et H. Diesselhorst. — *Nouvelles bases pour les conductibilités des électrolytes*, p. 417.

W. Jaeger et K. Kahle. — *Bases de l'unité de résistance du Reichanstalt physico-technique*, p. 456.

R. Abegg. — *Déterminations de points de congélation des dissolutions étendues : leurs relations à la théorie des dissolutions*, p. 486.

A. Dahms. — *Chaleurs de séparation dans les dissolutions, abaissement du point de congélation; solubilité*, p. 507.

O. Wiedeburg. — *Sur les transformations non réversibles. III. Relation de la chaleur aux autres formes d'énergie; lois des chaleurs spécifiques*, p. 519.

A.-H. Bucherer. — *Sur la pression osmotique*, p. 549.

O. Lummer et E. Pringsheim. — *Mesure du rapport de deux chaleurs spécifiques de divers gaz*, p. 555.

H. Rubens et E. Aschkinass. — *Observations sur l'absorption et l'émission de la vapeur d'eau et de l'acide carbonique dans le spectre infra-rouge*, p. 584.

H. Rubens et E. Aschkinass. — *Sur la transparence de quelques liquides pour les rayons de chaleur de grande longueur d'onde*, p. 602.

E. Wiedemann et A. Wehnelt. — *Sur des nœuds de lumière dans les faisceaux de rayons cathodiques sous l'influence d'un champ magnétique*, p. 606.

F. Auerbach. — *Diminution de résistance produite par des vibrations électriques et acoustiques*, p. 611.

G. Quincke. — *Sur la tension superficielle de l'or pur*, p. 618.

E. Dorn. — *Sur la visibilité des rayons de Röntgen*, p. 620.

A. Hess. — *Réclamations*, p. 633.

F.-F. Martens. — *Remarques sur la méthode pour rendre des marques et des traits sur le verre visibles en clair sur un fond sombre*, p. 624.

N° 4, 1897.

M. Abramczyk. — *Sur l'émission calorifique du sel gemme*, p. 625.

G. Kummel. — *Les nombres de transport des sels de zinc et de cadmium en dissolutions très étendues*, p. 655.

J. Elster et H. Geitel. — *Sur quelques modifications commodes à l'électromètre à quadrants*, p. 680.

J. Bergman. — *Évaluation de la durée d'oscillations électriques de grande période*, p. 685.

G.-C. Schmidt. — *Sur la relation entre la fluorescence et l'actino-électricité*, p. 708.

A. Heydweiller. — *Sur l'élévation du point de fusion par la pression et le passage continu de l'état solide à l'état liquide*, p. 725.

A. Heydweiller. — *Nouveau variomètre d'intensité pour le magnétisme terrestre*, p. 735.

G. Meyer. — *Nouvelle méthode pour mesurer l'inclinaison et l'intensité horizontale du magnétisme terrestre*, p. 742.

G. Meyer. — *Remarque au mémoire « Les constantes de diffusion de quelques métaux dans le mercure »*, p. 752.

F. Auerbach. — *Remarques sur la température absolue*, p. 754.

W. Seitz. — *Sur l'évaluation des coefficients de diffusion par la méthode électrolytique de H.-F. Weber*, p. 759.

J.-A. Groshans. — *Sur la chaleur latente de vaporisation libre*, p. 778.

J.-A. Groshans. — *Sur l'expansion en relation avec la chaleur latente de vaporisation*, p. 789.

R. Straubel. — *Théorie et usage d'un instrument pour la mesure de l'astigmatisme (Astigmomètre)*, p. 794.

C. Dieterici. — *Sur la critique de M. Abegg relative aux mesures de points de congélation*, p. 809.

R. Blondlot. — *Sur les coefficients de self-induction des résonateurs électriques. Rectification*, p. 811.

T. LXV, n° 5, 1897.

H. du Bois. — *Sur les écrans magnétiques*, p. 1.

H. du Bois. — *Susceptibilité de l'eau et des dissolutions aqueuses*, p. 38.

C. Fromme. — *Sur le résidu électrique*, p. 41.

F. Kirstädter. — *Sur l'aimantation d'anneaux de fer pleins et creux*, p. 72.

P. Dubois. — *Sur l'action d'un condensateur adapté à un appareil d'induction*, p. 86.

M. Lamotte. — *Sur les oscillations électriques d'ordre supérieur*, p. 92.

W. Jaeger. — *Propriétés électromotrices d'amalgame de cadmium de diverses compositions*, p. 106.

D.-A. Goldhammier. — *Sur les théories modernes des propriétés magnéto-optiques du fer, du nickel et du cobalt*, p. 111.

R. Wesendonck. — *Sur le retard dans la décharge par les pointes*, p. 126.

J.-R. v. Geisler. — *Sur la décomposition électrique et magnétique des rayons cathodiques*, p. 123.

G.-C. Schmidt. — *Sur le rayonnement des composés du thorium et de quelques autres substances*, p. 141.

C.-D. Child. — *Sur le gradient de potentiel des électrodes métalliques dans la décharge par les rayons X*, p. 152.

R. Neuhauss. — *Preuve de l'existence des lamelles de Zenker dans les images colorées obtenues par la méthode de M. Lippmann*, p. 164.

A. Pfluger. — *Application des formules de dispersion de Ketteler-Helmholtz à la recherche des constantes optiques de matières colorantes solides à dispersion anormale*, p. 173.

A. Pfluger. — *Application des formules de la réflexion métallique donnés par Cauchy à la recherche des constantes optiques de la cyanine*, p. 214.

A. Pfluger. — *Addition au mémoire sur l'application des formules de Ketteler-Helmholtz, etc.*, p. 225.

R. Abegg. — *Sur les propriétés diélectriques de la glace*, p. 229.

F. v. Wrangel. — *Sur une formule inexacte appliquée dans les ouvrages d'océanographie*, p. 237.

The physical Review.

T. V ; Novembre-Décembre 1897.

B. B. Brackett. — *Effets de la tension et de la qualité du métal sur les changements de longueur produits par le magnétisme dans des fils de fer*, p. 257.

Cl.-D. Child. — *Décharge des corps électrisés par les rayons X*, II, p. 285.

T. VI ; Janvier 1898.

Js. Stone. — *Sur la résistance électrique des couches minces*, p. 1.

E.-B. Rosa. — *Appareil pour tracer les courbes électriques*, p. 37.

C.-H. Wind. — *Sur la théorie des phénomènes magnéto-optiques*, p. 43.

Février 1898.

T.-W. Edmondson. — *Sur la décharge disruptive dans l'air et dans les diélectriques liquides*, p. 65.

C.-H. Wind. — *Sur la théorie des phénomènes magnéto-optiques*, II, p. 98.

Mars 1898.

A. Wilmer-Duff. — *Affaiblissement du son et constante de radiation de l'air*, p. 129.

Avril 1898.

W.-S. DAY. — *Comparaison du thermomètre de Rowland avec l'étalon de Paris et réduction de la valeur de l'équivalent mécanique de la chaleur donnée par lui à l'échelle du thermomètre à hydrogène*, p. 193.

A.-P. WILLS. — *Sur la susceptibilité de substances diamagnétiques ou faiblement magnétiques*, p. 223.

The Journal of physical Chemistry.

T. I ; Octobre 1897.

W. LASH MILLER. — *Sur les seconds coefficients différentiels de la fonction de Gibbs ; tensions de vapeur, points de fusion et d'ébullition de mélanges ternaires*, p. 633.

H.-J. STEUBER. — *Détermination de quelques points d'ébullition*, p. 643.

W.-D BANCROFT. — *Deux phases liquides ; second mémoire*, p. 647.

Novembre 1897.

H.-P. CADY. — *Électrolyse et conductibilité de certaines substances dissoutes dans l'ammoniaque liquide*, p. 707.

J.-R.-E. MURRAY. — *Nouvelle forme de thermomètre à air à volume constant, donnant directement la pression totale et pouvant être gradué en degrés*, p. 714.

A.-E. TAYLOR. — *Précipitation de sels*, p. 718.

Décembre 1897.

W.-R. ORNDORFF et H.-G. CARRELL. — *Méthode de la pression de vapeur pour déterminer les poids moléculaires*, p. 753.

W.-D. BANCROFT. — *Mélanges ternaires*, III, p. 760.

Cl.-L. SPEYERS. — *Poids moléculaire de quelques composés du carbone en solution*, p. 766.

O.-W. BROWN. — *Solubilité et point d'ébullition*, p. 784.

W.-D. BANCROFT. — *Correction*, p. 786.

T. II ; Janvier 1898.

P. DUHEM. — *Sur le problème général de la statique chimique*, p. 1.

C.-A. SOCH. — *Cristallisation fractionnée*, p. 43.

O.-W. BROWN. — *Partage du chlorure mercurique entre le toluène et l'eau*, p. 51.

Février 1898.

L. KAHLENBERG et A.-T. LINCOLN. — *Solutions des silicates alcalins*, p. 77.

P. DUHEM. — *Sur le problème général de la statique chimique*, p. 91.

P. SAUREL. — *Sur les facteurs intégrants*, p. 116.

F.-B.L ALAN. — *Tensions de vapeur des solutions d'acide chlorhydrique*, p. 120.

ERRATA

Page 13, lignes 14 et 15 :

Au lieu de 1.16, 0.84, *lisez* $\overline{1,16}^2$, $\overline{0,84}^2$.

Page 195, note :

Au lieu de 26 par $26 - a^2$, *lisez* $2b$ par $2b - a^2$

Page 198, ligne 2 :

Au lieu de $\varphi_2 = \varphi_1 \times \gamma$, *lisez* $\varphi_2 = \varphi_1 + \gamma$

Page 199, formule 26 :

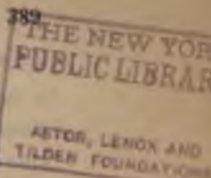
Au lieu de $D = \frac{M}{M}$, *lisez* $D = \frac{M}{M'}$.

Page 205, tableau :

	P. Chappuis.	Regnault.
Au lieu de	3701	3724
	»	3742
	P. Chappuis.	Regnault.
Lisez	3742	»
	3724	3701

Page 206, ligne 27 :

Au lieu de $\chi_1 = \frac{\Theta}{T}$, *lisez* $\chi_1 = \frac{\Theta_1}{\;}$.



SUR LA LIQUÉFACTION DE L'HYDROGÈNE ET DE L'HÉLIUM;

Par M. James DEWAR [1].

Dans un Mémoire intitulé : *Liquéfaction de l'air et recherches à basses températures*, lu devant la *Chemical Society* et publié dans les *Proceedings*, n° 158, nous avons exposé l'histoire de la liquéfaction de l'hydrogène et les résultats de nos expériences jusqu'à la fin de l'année 1895.

Les faits peuvent être résumés de la façon suivante : Après les belles recherches de M. Cailletet et de M. Pictet, Wroblewski fit la première expérience nette sur la liquéfaction de l'hydrogène en janvier 1884. Il trouva que le gaz refroidi dans un tube de verre capillaire au point d'ébullition de l'oxygène, et rapidement détendu de 100 à 1 atmosphère, présentait la même apparence d'ébullition soudaine que M. Cailletet avait observée dans ses expériences antérieures sur l'oxygène. Aussitôt après la publication, Olszewski confirma ce résultat en détendant l'hydrogène de 190 atmosphères, après l'avoir refroidi à la température donnée par l'évaporation de l'oxygène et de l'azote liquides sous pression réduite. Olszewski déclara, en 1884, avoir vu se produire des gouttelettes incolores, et par détente partielle de 40 atmosphères il vit l'hydrogène liquide couler dans le tube de son appareil. Wroblewski ne put confirmer les résultats d'Olszewski, son hydrogène étant toujours ce qu'il appela un *liquide dynamique* ayant l'apparence d'une mousse instantanée. Les méthodes précédentes n'ayant pas donné de résultats, Wroblewski proposa d'amener l'hydrogène à l'état de *liquide statique* en employant le gaz hydrogène comme corps réfrigérant. Depuis cette époque jusqu'à sa mort, arrivée en 1888, Wroblewski employa tout son temps à de laborieuses recherches sur les isothermes de l'hydrogène à basses températures.

Les données ainsi obtenues lui permirent, au moyen de la formule de Van der Waals, de définir les constantes critiques de l'hydrogène, son point d'ébullition et sa densité.

Olzewski reprit la question en 1891, répétant ses anciennes expériences dans un tube de verre de 7 millimètres de diamètre, tandis que, auparavant, il opérait dans un tube de 2 millimètres. Il dit :

---

[1] Extrait des *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*.

« En répétant mes premières expériences, je n'espérais pas obtenir à une température plus basse, grâce à un agent réfrigérant, mais je pensais que la détente de l'hydrogène serait plus efficace, parce que l'expérience était faite sur une plus grande échelle. » Olszewski décrit les résultats de ces recherches ainsi qu'il suit : « Le phénomène de l'ébullition de l'hydrogène, qui fut alors observé, fut beaucoup plus net et de plus longue durée que lors de mes premières expériences dans la même voie. Mais je n'aperçus aucun ménisque d'hydrogène liquide. » Plus loin : « La raison pour laquelle il n'a pas été possible jusqu'ici de liquéfier l'hydrogène à l'état statique tient à ce qu'il n'existe aucun gaz ayant sa densité comprise entre celles de l'hydrogène et de l'azote et qui soit, par exemple, comprise entre 7 et 10 ($H = 1$). Un tel gaz pourrait être liquéfié au moyen de l'oxygène liquide ou de l'air comme agent réfrigérant, et être ensuite employé comme liquide frigorifique dans la liquéfaction de l'hydrogène. »

Olszewski, en 1895, détermina la température produite dans l'expansion subite adiabatique de l'hydrogène à basse température.

Dans ce but il employa une petite bouteille d'acier de 20 ou 30 centimètres de capacité, contenant un thermomètre à résistance de platine. C'est ainsi que l'on a déterminé des températures qui furent regardées comme celles des points critiques et d'ébullition de l'hydrogène liquide, substance qu'on *ne put voir* dans ces circonstances et qui fut supposée présente, pendant une ou deux minutes, tout au plus, au moment de l'expansion de l'hydrogène gazeux dans la bouteille d'acier.

La question fut discutée, à l'Institution royale, dans une lecture du vendredi intitulée : *Nouvelles recherches sur l'air liquide* (*Proc. roy. Instit.*, 1896). Le compte rendu de cette lecture contient un dessin de l'appareil employé pour la production d'un jet d'hydrogène renfermant une partie liquide, et au moyen duquel l'air liquide put être rapidement transformé en une matière absolument solide.

Il fut établi qu'un tel jet pouvait être employé pour refroidir des corps au-dessous de la température qui pouvait être obtenue par l'emploi d'air liquide ; mais toutes les tentatives faites pour recueillir l'hydrogène liquide dans des vases vides échouèrent complètement. Aucun autre expérimentateur n'a poussé plus loin les résultats que j'ai décrits en 1895.

Le professeur H. Kamerlingh Onnes, de Leyde, a fait, dans le

n° 23 de *Communications from the Laboratory Physics*, un résumé très intéressant de l'état de la question en 1896.

Après nos expériences sur la liquéfaction de grandes quantités d'air et après ces essais dont nous venons de parler sur la liquéfaction de l'hydrogène, nous avons résolu de construire un appareil plus important et de prendre des dispositions nouvelles pour la réfrigération et l'établissement des serpentins. Ce dispositif sera décrit dans un Mémoire ultérieur.

La construction de cet appareil exigea toute une année, et de nombreux mois furent dépensés en essais et expériences préliminaires. Les défaites et les insuccès n'ont pas besoin d'être détaillés.

Enfin, le 10 mai, en opérant avec de l'hydrogène, refroidi à — 205° C. et sous une pression de 180 atmosphères, s'échappant continuellement à l'extrémité d'un tube en serpentin, avec une très grande vitesse, dans un vase vide doublement argenté et de construction spéciale, entièrement entouré d'un espace vide maintenu au-dessous de 200° C., l'hydrogène liquide commença à couler de ce vase vide dans un autre doublement isolé par un troisième vase vide. En cinq minutes environ, 20 centimètres cubes d'hydrogène liquide furent recueillis ; à ce moment, le jet d'hydrogène se solidifia par suite de l'accumulation dans les tubes de l'air mélangé à notre hydrogène impur.

Le rendement en liquide fut environ 1 0/0 du gaz. L'hydrogène à l'état liquide est clair et incolore, ne montre aucun spectre d'absorption, et le ménisque est aussi bien défini que dans le cas de l'air liquide. Le liquide doit avoir un indice de réfraction et une dispersion très élevés, et la densité semble être aussi plus élevée que la densité théorique, c'est-à-dire 0,18 à 0,12, que nous déduisons respectivement du volume atomique des composés organiques et de la densité limite trouvée par M. Amagat pour le gaz hydrogène sous pression infinie.

Nous pouvons cependant nous trouver ici en présence d'une illusion due à la grande dispersion de ce liquide. Mes anciennes expériences sur la densité de l'hydrogène dans le palladium donnent une valeur de 0,62 pour l'hydrogène combiné, et il sera intéressant de péterminer la densité réelle du corps liquide à son point d'ébullition.

N'ayant pas actuellement les dispositifs nécessaires pour déterminer le point d'ébullition, nous avons fait plusieurs expériences pour

montrer que le liquide bouillant est à une température extrêmement basse. D'abord un long tube de verre scellé à une extrémité et ouvert à l'autre est refroidi en plongeant l'extrémité fermée dans l'hydrogène liquide; le tube se remplit immédiatement, au point refroidi, d'air solide. Un petit tube renfermant de l'oxygène liquide fournit de suite un solide bleu.

La seconde expérience fut faite avec un tube contenant de l'hélium.

Le *Cracow Academy Bulletin* de 1896 contient un Mémoire du professeur Olszewski intitulé : *Recherches sur la liquéfaction de l'hélium.* La méthode qu'il employait était identique à celle de ses expériences antérieures sur l'hydrogène qui ne donna jamais ou ne put donner autre chose qu'une mousse d'un instant. Il dit: « Aussi loin que mes expériences peuvent être poussées, l'hélium reste un gaz permanent, et il est apparemment plus difficile à liquéfier que l'hydrogène. »

Dans un Mémoire que j'ai publié dans les *Proceedings of the chemical Society*, n° 183 (1896-1897), dans lequel la séparation de l'hélium du gaz de Bath fut effectuée par une méthode basée sur la liquéfaction, il était indiqué que la volatilité de l'hydrogène et celle de l'hélium seraient probablement voisines l'une de l'autre, comme celle du fluor et de l'oxygène. Ayant un échantillon de cet hélium purifié, extrait du gaz de Bath et scellé dans un petit ballon terminé par un tube étroit, ce dernier fut placé dans l'hydrogène liquide; on vit alors un liquide distinct se condenser. D'après ce résultat, il semble qu'il n'y a pas une grande différence entre les points d'ébullition de l'hélium et de l'hydrogène.

Cette expérience a été répétée le 12 mai, dans les mêmes conditions, et nous avons recueilli en quelques instants 50 centimètres cubes d'hydrogène liquide. Du coton trempé dansce liquide, puis enflammé, a brûlé avec une grande flamme d'hydrogène.

Ce coton, imbibé d'hydrogène liquide et placé entre les pôles d'un électro-aimant puissant, se montre fortement magnétique, non à cause de l'hydrogène qu'il contient, mais parce qu'il se forme immédiatement à sa surface une couche d'air solide.

D'ailleurs, pendant tout le temps de l'évaporation de l'hydrogène liquide, on voit se produire, au milieu du vase, un nuage d'air solide qui s'accumule dans le fond sous forme d'un dépôt blanc. Lorsque tout l'hydrogène est évaporé, ce précipité blanc, cet air solide,

devient liquide, puis disparaît à son tour. Comme dans l'expérience précédente, l'hydrogène, avant d'être exposé à l'air, était absolument transparent.

Il nous a été impossible d'obtenir la densité exacte de l'air liquide produit dans cette deuxième expérience. Avant d'exécuter une détermination exacte, il y aura de grandes difficultés à vaincre. Il est vraisemblable cependant que nous arriverons à manipuler dans cet hydrogène liquide, comme nous l'avons fait dans l'air liquéfié.

Tous les gaz connus ont donc été maintenant condensés en liquides, susceptibles d'être manipulés à leur point d'ébullition, sous la pression atmosphérique, dans des vases à double paroi séparée par un espace vide.

Avec l'hydrogène employé comme agent réfrigérant, nous arriverons à 20° ou 30° du zéro absolu, et son emploi ouvrira un champ entièrement nouveau aux recherches scientifiques. Un savant tel que James Clerk Maxwell avait des doutes sur la possibilité de la liquéfaction de l'hydrogène (voir *Scientific Papers*, vol. II, p. 412). Nul ne peut prédire les propriétés de la matière au voisinage du zéro absolu : Faraday liquéfia le chlore en 1823 ; soixante ans après, Wroblewski et Olszewski produisirent l'air liquide ; et maintenant, après un intervalle de quinze ans, les gaz dits *permanents*, tels que l'hydrogène et l'hélium, se montrent à l'état de liquides statiques.

Lorsque l'on considère que la distance qui sépare la liquéfaction de l'air de celle de l'hydrogène est relativement aussi grande, au sens thermodynamique, que celle qui existe entre la liquéfaction du chlore et celle de l'air, le fait que le premier résultat a été obtenu en quatre fois moins de temps que le second prouve l'accroissement considérable de la rapidité du progrès scientifique dans notre temps.

SUR UN NOUVEL ÉLÉMENT CONSTITUANT DE L'AIR ATMOSPHÉRIQUE

Par MM. WILLIAM RAMSAY et MORRIS W. TRAVERS [1].

Nous nous proposons de donner, dans cette Note préliminaire, un résumé des expériences que nous avons faites depuis un an pour reconnaître si, outre l'azote, l'oxygène et l'argon, il n'existe pas dans l'air d'autres gaz qui ont échappé jusqu'ici à l'observation, par suite de leur faible proportion.

---

[1] Extrait des *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*.

En collaboration avec miss Emily Aston, nous avons trouvé que l'azoture de magnésium obtenu en absorbant de l'azote atmosphérique, traité par l'eau, donne seulement une trace de gaz. Ce gaz est de l'hydrogène et provient d'une petite quantité de magnésium métallique qui n'a pas été convertie en azoture. Le fait que l'ammoniaque produite par un traitement à l'eau est pure a déjà été prouvé par lord Rayleigh ; il a montré que l'azote qui en dérive possède sa densité normale. La magnésie résultant de l'azoture cède seulement à l'eau une trace de matière soluble consistant en oxyde hydraté et carbonate ; les résultats de ses expériences ont donc été négatifs.

Plus récemment, grâce à l'obligeance du Dr Hampson, nous avons pu avoir 750 centimètres cubes d'air liquide. Nous avons fait évaporer lentement cette masse, à l'exception des 10 derniers centimètres cubes ; nous avons recueilli dans un récipient le gaz provenant de ce petit résidu ; nous avons enlevé l'oxygène avec du cuivre métallique et l'azote, à l'aide d'un traitement avec un mélange de chaux pure et de magnésium en poudre, suivi par l'action d'étincelles électriques en présence d'oxygène et de soude caustique, et nous avons obtenu finalement 26cc,2 d'un gaz montrant faiblement le spectre de l'argon et, de plus, un spectre qui n'a, croyons-nous, pas été aperçu jusqu'à présent.

Nous n'avons pas encore réussi à séparer complètement le nouveau spectre de celui de l'argon ; mais il est caractérisé par deux raies fort brillantes, dont l'une est presque identique en position à D_3 et presque aussi brillante. Des mesures faites avec un réseau de 14.438 lignes par pouce, mis obligeamment à notre disposition par M. E.-C.-C. Baly, ont fourni les nombres suivants, les quatre lignes apparaissant dans le champ toutes à la fois :

D_1........	5895,0
D_2........	5889,0
D_3........	5875,9
D_4........	5866,65 + 1,7 pour réduction au vide.

Il existe encore une raie verte, comparable en intensité à la ligne verte de l'hélium, et dont la longueur d'onde est 5566,3, et une ligne verte un peu plus faible, dont la longueur d'onde est 5557,3.

Pour déterminer, dans la mesure du possible, quelles sont les lignes qui appartiennent au spectre de l'argon et quelles sont celles du nouveau gaz, les deux spectres ont été examinés en même temps avec le réseau, les spectres du premier ordre étant utilisés. Les raies,

qui étaient absentes ou très faibles dans le spectre de l'argon, ont été attribuées au nouveau gaz. Leur intensité étant plus faible, les mesures de longueur d'onde qui suivent ne sont pas aussi précises que les trois mesures données plus haut ; mais nous regardons les trois premiers chiffres significatifs comme corrects.

Violet...........	4317 4387 4461 4671
Bleu............	4736 4807 4830 4834 4909
Vert............	5557,3 5566,3
Jaune...........	5829 5866,5
Orange	6011

M. Baly a eu l'obligeance d'entreprendre l'étude du spectre, qui sera publiée quand elle sera complète. Les nombres donnés plus haut suffisent à mettre hors de doute l'existence d'un nouveau gaz.

La densité approchée du gaz a été mesurée en le pesant dans un ballon de 32^{cc},321 de capacité sous une pression de 521^{mm},85, à la température de 15°,93. Le poids a été trouvé de 0^{gr},04213 ; d'où l'on déduit une densité de 22,47, la densité de l'oxygène étant prise égale à 16.

Après avoir fait passer l'étincelle électrique durant quatre heures en présence d'oxygène et de soude, nous avons fait une seconde mesure dans le même ballon. La pression était de 523^{mm},7, et la température de 16°,45. Le poids trouvé a été de 0^{gr},04228 ; d'où l'on déduit une densité égale à 22,51.

La longueur d'onde du son a été déterminée, dans ce gaz, par la méthode décrite dans les recherches sur l'argon. On a trouvé :

	I	II	III
Longueur d'onde dans l'air..........	34,17	34,30	34,57
Longueur d'onde dans le gaz.........	29,87	30,13	»

Introduisant ces nombres dans la formule

$$\lambda^2_{air} \times \text{densité}_{air} : \lambda^2_{gaz} \times \text{densité}_{gaz} = \gamma_{air} : \gamma_{gaz},$$

il vient :

$$(34,35)^2 \times 14.479 : (30)^2 \times 22,47 = 1,408 : 1,666 ;$$

ce qui montre que, comme l'argon et l'hélium, le nouveau gaz est monoatomique et représente un corps simple.

De ce qui précède nous pouvons conclure que l'atmosphère contient un gaz nouveau, doué d'un spectre caractéristique, plus lourd que l'argon et moins volatil que l'azote, l'oxygène et l'argon ; le rapport de ses deux chaleurs spécifiques conduit à penser qu'il est monoatomique et représente un élément. Si cette conclusion est fondée, nous proposons de le nommer *krypton*, c'est-à-dire « caché ». Son symbole serait Kr.

Il est naturellement impossible de fixer positivement la place que ce nouvel élément de l'atmosphère doit occuper dans la Table périodique des corps simples.

Le nombre 22,5 représente une densité minimum. S'il nous est permis de hasarder une conjecture, le krypton se trouvera avoir la densité 40, avec le poids atomique correspondant 80 ([1]), et se placera dans les séries de l'hélium. Cette dernière conjecture est rendue vraisemblable par son inertie en présence du calcium et du magnésium au rouge, d'une part, et en présence de l'oxygène et de la soude caustique, sous l'influence des étincelles électriques, d'autre part. Nous nous proposons de préparer le nouveau gaz en plus grande quantité et d'essayer de le séparer de l'argon d'une manière plus complète par distillation fractionnée.

On peut remarquer, en passant, que MM. Kayser et Friedländer, qui ont cru observer la raie D_3 dans l'argon de l'atmosphère, ont probablement été trompés par la grande proximité de la brillante raie jaune du krypton avec la raie de l'hélium.

Si nous admettons la vérité de l'hypothèse du Dr Johnstone Stoney, d'après laquelle il existerait dans l'atmosphère des gaz plus lourds que l'ammoniaque, il n'est nullement improbable qu'un gaz plus léger que l'azote puisse aussi être découvert dans l'air. Nous avons déjà passé plusieurs mois à tout préparer pour la recherche d'un tel gaz, et nous pensons être, d'ici peu, en mesure de dire si notre supposition est fondée ([2]).

([1]) It is that krypton will turn out to have the density 40, with a corresponding atomic weight 80.

([2]) M. Berthelot fait observer que la forte raie verte 5566,3 du krypton coïncide sensiblement avec la raie brillante n° 4 (5567) de l'aurore boréale. Dès lors, on pourrait peut-être désigner ce gaz sous le nom plus harmonieux d'*éosium*, nom qu'il prend la liberté de suggérer à M. Ramsay.

SUR LES PROPRIÉTÉS THERMIQUES DES FLUIDES SATURÉS ;

Par M. E. MATHIAS.

1. — Détente adiabatique des vapeurs saturées. — Soit un poids égal à un gramme, d'une vapeur saturée sèche; à la température absolue $\theta = 273° + t$ le volume est v, et le titre $x = 1 - \varepsilon$. La théorie montre que, pour une variation dv de volume, la variation *adiabatique* dx du titre est donnée par

$$\frac{dv}{dx} = u' - u - \frac{L}{m'} \cdot \frac{du'}{d\theta}, \tag{1}$$

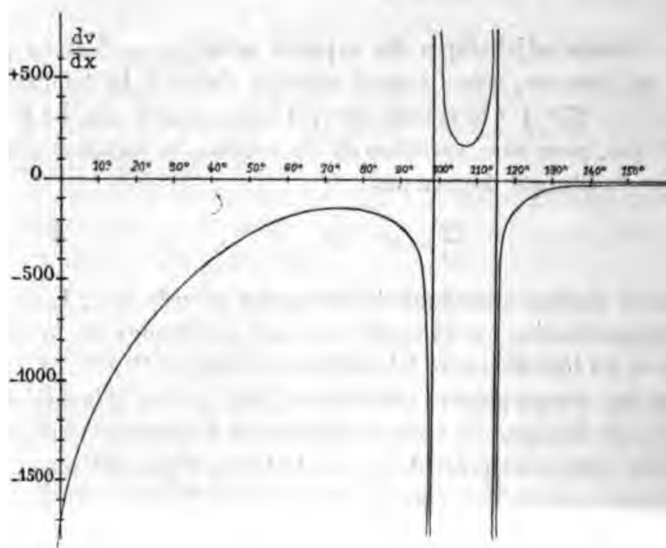
m' étant la chaleur spécifique de la vapeur saturée à $\theta°$; L, la chaleur de vaporisation; u' et u, les volumes spécifiques de la vapeur saturée et du liquide saturé à la même température [1].

Pour les températures extérieures aux points d'inversion de m', ($m' < 0$), le signe du second membre de l'équation (1) n'est pas apparent, celui-ci se présentant sous la forme d'une différence. Les expériences calorimétriques que j'ai faites sur l'acide sulfureux permettent, au moins pour ce corps, de lever l'incertitude, comme le montre ce tableau :

$t°$	m'	$u' - u$	$\frac{L}{m'} \frac{du'}{d\theta}$	$\frac{dv}{dx}$
0°	— 0,410	+ 220,95	+ 1967,5	— 1747,45
10°	— 0,390	152,20	1294,1	— 1141,9
20°	— 0,357	106,23	907,3	— 801,1
30°	— 0,330	75,31	638,2	— 562,9
40°	— 0,300	54,20	443,5	— 389,3
50°	— 0,270	40,90	313,4	— 272,5
60°	— 0,235	31,30	237,5	— 206,2
70°	— 0,205	24,95	182,9	— 158,0
80°	— 0,165	19,95	176,4	— 156,4
90°	— 0,095	15,67	+ 239,5	— 223,8
1er point d'inversion	0	»	± ∞	∓ ∞
100°	+ 0,027	12,19	— 637,2	+ 649,0
110°	+ 0,062	9,40	— 207,3	+ 216,7
2e point d'inversion	0	»	± ∞	± ∞
120°	— 0,078	7,11	+ 122,1	— 115,0
130°	— 0,306	5,21	23,4	— 18,2
140°	— 0,620	3,49	8,38	— 4,89
145°	— 0,848	2,69	4,88	— 2,19
150°	— 1,253	1,96	2,62	— 0,66

(1) Voir Lippmann, *Thermodynamique*, p. 174.

Si l'on porte en abscisses les températures et en ordonnées les valeurs de $\frac{dv}{dx}$, on obtient la courbe figurée ci-après.



De l'examen du tableau et de la courbe résultent les conséquences suivantes :

1° *Aux températures inférieures au premier point d'inversion*, $\frac{dv}{dx}$ reste toujours négatif, mais *passe par un maximum* vers 75°, la variation dx du titre étant alors la plus grande possible pour une même variation dv du volume.

Pour les températures décroissantes fort éloignées du premier point d'inversion, comme pour les températures croissantes qui en sont très voisines, la variation du titre tend vers zéro pour une même variation dv du volume.

2° *Aux températures supérieures au deuxième point d'inversion*, $\frac{dv}{dx}$ reste toujours négatif comme m', mais *tend vers zéro* lorsque la température tend vers sa valeur critique. Dans une grande partie de l'intervalle compris entre le deuxième point d'inversion et la température critique, la valeur absolue de $\frac{dv}{dx}$ reste très petite, un petit

accroissement de volume produisant une condensation très abondante de la vapeur.

Visiblement, la courbe $\frac{dv}{dx} = f(\theta)$ admet, au point critique, une tangente très voisine de l'axe des abscisses.

Ainsi, conformément aux conclusions de Clausius [1], $\frac{dv}{dx}$ est toujours du signe de m'. Il s'ensuit que $\frac{dv}{d\theta}$ [2], qui est égal à

$$-\frac{m'}{L}\left\{u' - u - \frac{L}{m'}\frac{du'}{d\theta}\right\}$$

est toujours négatif et que *la détente adiabatique d'une vapeur saturée produit toujours un abaissement de température* [3].

2. — Chaleur spécifique à volume constant des fluides saturés. — La théorie des propriétés thermiques des fluides saturés ne peut être faite qu'à la faveur d'une hypothèse sur une chaleur spécifique [4]. Celle de M. Raveau [5], qui conduit à des conséquences que j'ai vérifiées, suppose que la chaleur spécifique *à volume constant* des fluides saturés reste finie même à la température critique. Mes expériences sur l'acide sulfureux permettent de démontrer directement l'exactitude de cette hypothèse.

La quantité de chaleur qu'il faut fournir à un gramme d'un mélange de liquide et de vapeur saturée de titre x pour une transformation infiniment petite est, en appelant c_x la chaleur spécifique à volume constant, et l la chaleur latente de dilatation,

$$dQ = c_x d\theta + l dv.$$

Soient c_0 et c_1 ce que devient c_x quand, dans son expression, on fait successivement $x = 0$ et $x = 1$. On a :

$$(2) \qquad c_x = xc_1 + (1 - x)\,c_0 = x(c_1 - c_0) + c_0.$$

---

(1) Voir Clausius, *Théorie mécanique de la chaleur*, trad. Folie, p. 172.

(2) Voir Lippmann, *loc. cit.*, p. 175.

(3) Voir Duhem, *Sur la continuité entre l'état liquide et l'état gazeux et sur la théorie générale des vapeurs* (*Trav. et Mém. des Fac. de Lille*, t. I, Mém. 5, p. 95; 1894).

(4) On a supposé successivement que la chaleur spécifique du liquide saturé (Mathias), puis que la chaleur spécifique à pression constante (Duhem), puis que la chaleur spécifique à volume constant (Raveau, Duhem, L. Natanson) restait finie à la température critique.

(5) Raveau, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 461; 1892.

équation facile à interpréter. Si c_0 et c_1 restent finis toujours, il en sera de même de c_x. Les tableaux suivants donnent les valeurs de c_0 et de c_1, pour l'acide sulfureux, calculées par les formules :

$$(3) \qquad c_0 = m - l\frac{du}{d\theta}, \qquad c_1 = m' - l\frac{du'}{d\theta}, \qquad l = \frac{L}{u' - u},$$

m désignant la chaleur spécifique du liquide saturé à $\theta°$.

Calcul des valeurs de c_0.

t	m	$l\frac{du}{d\theta}$	c_0
0°	+ 0cal,317	+ 0cal,0006	+ 0cal,316
10°	0 ,3195	0 ,0008	0 ,319
20°	0 ,324	0 ,0012	0 ,323
30°	0 ,330	0 ,0016	0 ,328
40°	0 ,338	0 ,0024	0 ,336
50°	0 ,347	0 ,0034	0 ,344
60°	0 ,359	0 ,0046	0 ,354
70°	0 ,372	0 ,0059	0 ,366
80°	0 ,387	0 ,0080	0 ,379
90°	0 ,403	0 ,0113	0 ,392
100°	0 ,422	0 ,0158	0 ,406
110°	0 ,442	0 ,0228	0 ,419
120°	0 ,470	0 ,0359	0 ,434
130°	0 ,510	0 ,0637	0 ,446
140°	0 ,620	0 ,137	0 ,483
145°	0 ,720	0 ,201	0 ,519
150°	0 ,872	0 ,370	0 ,502
152°	0 ,980	0 ,491	0 ,490
154°	1 ,355	0 ,776	0 ,569

Calcul des valeurs de c_1.

t	m'	$l\frac{du'}{d\theta}$	c_1
0°	— 0cal,410	— 3cal,666	+ 3cal,256
10°	— 0 ,390	3 ,316	2 ,926
20°	— 0 ,357	3 ,049	2 ,692
30°	— 0 ,330	2 ,796	2 ,466
40°	— 0 ,330	2 ,447	2 ,147
50°	— 0 ,270	2 ,069	1 ,799
60°	— 0 ,235	1 ,785	1 ,550
70°	— 0 ,205	1 ,503	1 ,298
80°	— 0 ,165	1 ,459	1 ,294
90°	— 0 ,095	1 ,449	1 ,354
100°	+ 0 ,025	1 ,411	1 ,438
110°	+ 0 ,062	1 ,367	1 ,429
120°	— 0 ,078	1 ,339	1 ,261
130°	— 0 ,306	1 ,378	1 ,072
140°	— 0 ,620	1 ,489	0 ,869
145°	— 0 ,848	1 ,538	0 ,690
150°	— 1 ,253	1 ,677	0 ,424
152°	— 1 ,650	1 ,759	0 ,109

Au-dessous de 150°, $\frac{du}{d\theta}$ et $\frac{du'}{d\theta}$ sont généralement calculés au moyen des formules :

$$\frac{u_{\theta+10} - u_{\theta-10}}{20} \qquad \text{et} \qquad \frac{u'_{\theta+10} - u'_{\theta-10}}{20}.$$

Au voisinage immédiat de la température critique, on a employé les formules

$$\frac{du}{d\theta} = -\frac{1}{\delta^2}\frac{d\delta}{d\theta}, \qquad \frac{du'}{d\theta} = -\frac{1}{\delta'^2}\frac{d\delta'}{d\theta},$$

les densités δ et δ' étant données au moyen des formules empiriques que j'ai fait connaître dans un mémoire antérieur et qui satisfont à la loi des états correspondants; m, m' et $l = \frac{L}{u' - u}$ sont tirés de mes expériences calorimétriques sur l'acide sulfureux.

L'examen du premier tableau montre que c_0 reste longtemps fort peu différent de la chaleur spécifique m du liquide saturé; c_0 est positif, plus petit que m et va constamment en croissant jusqu'à la température critique. Les valeurs un peu irrégulières, observées à 150° et à 152°, tiennent à ce que m, l et $\frac{du}{d\theta}$ ne sont pas très bien connus au voisinage immédiat du point critique.

Le second tableau montre que c_1 est toujours positif comme c_0, mais prend aux basses températures des valeurs très élevées qui décroissent d'abord régulièrement lorsque la température s'élève. Vers 75°, c_1 passe par un minimum voisin de 1^{cal},250 suivi, vers 110°, d'un maximum égal à 1^{cal},43 environ. A partir de ce maximum, c_1 décroît constamment jusqu'à la température critique.

Les valeurs relatives à 150° et à 152° ne sont rapportées sur le second tableau que pour constater que, malgré l'incertitude des termes de la différence qui donne c_1, on trouve encore une différence positive.

En résumé, on voit que c_0 *et* c_1 *restent toujours finis et positifs* (¹).

(¹) En d'autres termes, lorsqu'on élève de 1° la température d'un gramme de liquide saturé ou de vapeur saturée de manière que la saturation persiste, c_0 et c_1 mesurent le *travail intérieur* qui est toujours positif, tandis que $l\frac{du}{d\theta}$ ou $l\frac{du'}{d\theta}$ mesurent le travail extérieur de dilatation ou de contraction.

Pour la vapeur saturée, extérieurement aux points d'inversion de m', le travail intérieur est légèrement inférieur à la valeur absolue du travail extérieur qui

résultat conforme à ce que donne la construction géométrique de Dahlander [1].

Remarques théoriques sur c_0 et c_1. — De la relation classique

$$\frac{\partial c}{\partial v} = \frac{\theta}{E}\frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2},$$

on tire immédiatement, en passant de l'état de vapeur saturée à celui du liquide saturé,

$$(4) \qquad c_1 - c_0 = A\theta\,(u' - u)\frac{d^2p}{d\theta^2}.$$

A la température critique, $u' = u$, donc $c_1 = c_0$.

c_1 et c_0 tendent vers une limite commune au point critique.

Le seul facteur du second membre de (4) qui pourrait s'annuler en dehors de $u' - u$ est $\frac{d^2p}{d\theta^2}$; or jusqu'ici les expérimentateurs n'ont jamais signalé de point d'inflexion dans la courbe des pressions de vapeur saturée rapportée à la température. On doit donc en conclure que les courbes $c_1 = f(\theta)$ et $c_0 = \varphi(\theta)$ n'ont d'autre point commun que leur point de rencontre à la température critique. Par suite, au-dessous de cette température on a toujours $c_1 > c_0$ et, si l'on se reporte à l'équation (2), on verra que, *à température constante, c_x est une fonction croissante de x.*

Comment se fait le raccordement de c_1 et c_0 à la température critique ?

Pour le voir, il suffit de dériver par rapport à θ les deux membres de l'équation (4) et de remarquer qu'à la température critique p et toutes ses dérivées par rapport à θ sont finies, u étant égal à u' ; d'où

$$(5) \qquad \lim.\frac{dc_1}{d\theta} - \lim.\frac{dc_0}{d\theta} = -\infty.$$

---

est alors négatif ; le contraire se produit entre les deux points d'inversion. Aux points d'inversion, les deux travaux sont égaux et de signes contraires. Tout à fait au voisinage du point critique, le travail intérieur n'est plus que la moitié ou le tiers du travail extérieur.

Pour le liquide saturé, le travail intérieur est presque toujours très grand par rapport au travail extérieur de dilatation et ce n'est qu'au voisinage du point critique que le travail extérieur devient comparable au travail intérieur.

[1] G.-R. Dahlander, *Journ. de Phys.*, 2e série, t. VIII, p. 323 ; 1889. — Cette construction, appliquée lorsque la tangente à l'isotherme est horizontale, c'est-à-dire au point critique, indique que la chaleur spécifique à volume constant est finie, tandis que la chaleur spécifique à pression constante est infinie. La chaleur spécifique à volume constant a alors pour expression $c = \theta \operatorname{tg} \alpha$, α étant l'angle que fait la tangente à l'adiabatique au point critique avec l'ordonnée de ce point.

Donc, l'une au moins des courbes considérées admet alors une tangente parallèle à l'axe des ordonnées. Tout ce que l'on sait du parallélisme des propriétés du liquide saturé et de la vapeur saturée autorise à penser que les courbes $c_1 = f(\theta)$, $c_0 = \varphi(\theta)$ se raccordent toutes deux suivant une tangente commune parallèle à l'axe des ordonnées.

Au voisinage du point critique, $u' - u$ est infiniment petit du premier ordre lorsque dp et $d\theta$ sont du second ordre ; l'équation (4) montre, d'autre part, que $c_1 - c_0$ est de l'ordre de $u' - u$. Donc, *à une distance de la température critique infiniment petite du second ordre, $c_1 - c_0$ est infiniment petit du premier ordre.*

Il s'ensuit que les courbes considérées sont de part et d'autre de leur point de jonction et ne présentent pas un point de rebroussement du second genre, auquel cas $c_1 - c_0$ serait du second ordre comme $d\theta$ et dp [1]. On a donc

$$\lim. \frac{dc_0}{d\theta} = +\infty \qquad \text{et} \qquad \lim. \frac{dc_1}{d\theta} = -\infty.$$

Vérification expérimentale des remarques précédentes. — Les limites vers lesquelles tendent séparément c_1 et c_0 à la température critique sont *finies;* c'est un fait expérimental qui ressort des tableaux de la page 400. Sous ce rapport, *l'hypothèse fondamentale de la théorie de M. Raveau est absolument justifiée.*

Comme c_0 est positif et va constamment en croissant quand la température s'élève, sa limite est forcément positive et paraît être peu éloignée de $0^{cal},7$ (v. p. 400).

D'autre part, c_1 peut s'écrire

$$c_1 = m' - \frac{L}{u' - u}\frac{du'}{d\theta} = \frac{m'}{u' - u}\left\{ u' - u - \frac{L}{m'}\frac{du'}{d\theta} \right\}.$$

On a vu, au commencement de ce travail, que la parenthèse précédente est toujours du signe de m'; c_1 est donc essentiellement positif et sa limite ne peut être que positive ou nulle. D'après le tableau de la page 400, cette limite semblerait être peu différente de zéro, en tout cas distincte de la limite de c_0. Cette contradiction formelle avec la

---

(1) Pour que cette démonstration soit valable, il faut supposer que les courbes considérées ont, à la température critique, un contact *du même ordre* avec leur tangente commune, ce qui doit être en vertu du parallélisme de propriétés rappelé plus haut.

théorie tient évidemment à ce que les données qui entrent dans le calcul de c_1 et c_0 sont un peu incertaines près du point critique.

La régularité de la variation de c_0 et la précision avec laquelle on peut toujours mesurer m portent à penser que la loi de variation de c_0 est très voisine d'être exacte. La mesure moins précise de m', qui correspond à des poids de matière beaucoup plus faibles que m, concorde avec la valeur erronée de sa limite. Or l'inexactitude de m' doit se reporter sur la chaleur de vaporisation L que l'on en déduit en vertu de l'équation

$$m' = m + \theta \frac{d}{d\theta}\left(\frac{L}{\theta}\right). \tag{6}$$

La comparaison des valeurs de L trouvées ainsi, et par la formule de Clapeyron, pourra nous renseigner sur L d'abord, puis sur m'. La difficulté d'une telle comparaison aux températures peu éloignées de la température critique réside dans l'incertitude où l'on est, pour l'acide sulfureux, d'une loi exacte de variation de p avec la température, les nombres trouvés par Sajotchewski paraissant un peu trop grands.

Dans ces conditions, j'ai préféré avoir recours à la formule (b) donnée par M. J. Bertrand [1]:

$$p_b = G\left(\frac{\theta - \lambda}{\theta}\right)^{100},$$

qui représente assez bien les expériences de Regnault en se rapprochant beaucoup de celles de Sajotchewski. Soit donc L_b la chaleur de vaporisation calculée par la formule de Clapeyron en se servant de p_b; on a

$$L_b = A\theta(u' - u)\frac{100\lambda}{(\theta - \lambda)\theta}p = Ap(u' - u)\frac{100\lambda}{\theta - \lambda} = r_1\frac{100\lambda}{\theta - \lambda},$$

r_1 étant la chaleur latente externe telle que je l'ai donnée dans un travail antérieur [2]; on comparera ainsi L_b à la somme $\rho + r_1 = \lambda_1$.

t	ρ	r_1	$\rho + r_1 = \lambda_1$	L_b
153°,6	12cal,72	2cal,37	15cal,09	16cal,08
143°,45	26 ,80	4 ,19	30 ,99	29 ,18
132°,3	38 ,76	5 ,96	44 ,72	42 ,72
116°,35	45 ,83	7 ,36	53 ,19	54 ,70

(1) J. BERTRAND, *Thermodynamique*, p. 176.

(2) E. MATHIAS, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 390; 1896; — et *Ann. de Toulouse pour* 1896, p. 43. — Par suite d'une erreur de virgule, la valeur de r_1 pour 153°,6 est 2cal,37 et non 0cal,24, comme cela est indiqué dans le mémoire cité.

A part la valeur de λ_1 relative à 153°,6, que l'on sait être un peu faible, on voit que dans un intervalle de 30 ou 35° au-dessous de la température critique, l'expérience a donné des valeurs légèrement par excès de la chaleur de vaporisation, tandis qu'au delà les valeurs de λ_1 sont par défaut [1]. Cela prouve qu'au voisinage de la température critique $\frac{dL}{d\theta}$ est trop grand en valeur absolue; par conséquent, en vertu de l'équation (6), m' est aussi trop grand en valeur absolue. Dès lors, on comprend très bien pourquoi, dans mes expériences, le rapport $\frac{m'}{m}$, au lieu de tendre vers -1 à la température critique, paraît tendre vers une limite plus grande en valeur absolue. De plus, si m' est nettement trop petit algébriquement, on voit pourquoi c_1 a des valeurs trop faibles au voisinage immédiat du point critique.

Sous le bénéfice de ces remarques on peut dire qu'il n'y a pas contradiction entre la théorie et l'expérience.

3. — **Propriétés des courbes de titre constant.** — Les courbes $c_1 = f(\theta)$, $c_1 = \varphi(\theta)$ sont des courbes de titre constant, celui-ci ayant pour valeurs 1 et 0. Quelle serait la forme de la courbe correspondant au titre constant x, c'est-à-dire de la courbe

$$c_x = \psi(\theta)?$$

L'équation (2) montre que cette courbe est tout entière comprise entre celles des titres 0 et 1. Si l'on dérive par rapport à θ les deux membres de cette équation, il vient :

$$\frac{dc_x}{d\theta} = x\frac{dc_1}{d\theta} + (1 - x)\frac{dc_0}{d\theta}.$$

D'où l'on voit immédiatement que, *pour une valeur fixe de θ, les tangentes à toutes les courbes de titre constant sont concourantes.*

Etant données les deux courbes $c_1 = f(\theta)$ et $c_0 = \varphi(\theta)$, on construira donc aisément celle qui correspond à un titre constant donné.

---

[1] Aux températures voisines de 65°, L donne, comme je m'en suis assuré directement, des valeurs supérieures de plusieurs unités à celles que fournissent les nombres de Regnault introduits dans la formule de Clapeyron; il est donc illusoire de vouloir comparer λ_1 et L_1 aux basses températures.

A la température critique, la construction de la tangente devient illusoire, car $\frac{dc_x}{d\theta}$ a une valeur moyenne entre $\frac{dc_0}{d\theta}$, dont la limite est $+\infty$ et $\frac{dc_1}{d\theta}$, dont la limite est $-\infty$. Or il ne peut y avoir qu'*une seule* valeur de x pour laquelle la limite de $\frac{dc_x}{d\theta}$ soit finie (1); pour les valeurs de x plus grandes que celle-là, la limite de $\frac{dc_x}{d\theta}$ sera $+\infty$; pour les valeurs de x plus petites, la limite sera $-\infty$.

Ainsi toutes les courbes de titre constant ont, à la température critique, la même tangente commune parallèle à l'axe des ordonnées, *sauf une* qui rencontre cette tangente sous un angle fini. Par analogie avec ce qui se passe pour la courbe de saturation dans le plan des pv, il est permis de supposer que c'est la courbe de titre 0,5, pour laquelle

$$c_{0.5} = \frac{c_0 + c_1}{2},$$

qui, à la température critique, rencontre toutes les autres sous un angle fini.

Les équations (3) donnent, par addition,

$$c_0 + c_1 = m + m' - l\frac{d(u+u')}{d\theta} = (m + m') - l\frac{dp}{d\theta}\cdot\frac{d(u+u')}{dp}.$$

Or l'expérience montre que $\frac{d(u+u')}{dp}$ a une limite finie (2); d'autre part, $\frac{dp}{d\theta}$ est toujours fini; la limite de $c_0 + c_1$ étant finie aussi, il s'ensuit qu'il en est de même de la limite de $m + m'$.

Soit un mélange de liquide et de vapeur de poids 1 et de titre x que l'on échauffe en maintenant la saturation; la chaleur spécifique à titre constant μ_x est de la forme

$$\mu_x = xm' + (1 - x)\,m.$$

Pour $x = C^{te}$ la variation de μ_x en fonction de θ donne une courbe comprise entre celle de $m = F(\theta)$ et celle de $m' = \Phi(\theta)$. On verrait

(1) Il n'est pas démontré mathématiquement que cette valeur de x existe; cependant je l'admettrai.

(2) Raveau, *Journal de Phys.*, 3e série, t. I, pp. 464-465; 1892.

comme précédemment que, *pour une même valeur de θ, les tangentes à toutes les courbes $\mu_x = \Psi(\theta)$ sont concourantes.*

La limite de $\frac{dm'}{d\theta}$ étant $-\infty$, celle de $\frac{dm}{d\theta}$ étant $+\infty$, la limite de $\frac{d\mu x}{d\theta}$ sera $\pm\infty$ suivant les cas. On pourra donc répéter ici, mot pour mot, ce qui a été dit à la page précédente pour c_x, à savoir : il est extrêmement probable qu'il existe une valeur x du titre pour laquelle la courbe $\mu_x = \Psi(\theta)$ admet, à la température critique, une tangente non parallèle à l'axe des ordonnées.

Il faut pour cela que la valeur limite de μ_x soit finie, puisque les courbes de titre constant ne peuvent couper les courbes extrêmes; comme la courbe de titre 0,5 a précisément une limite finie $\frac{m+m'}{2}$, il s'ensuit que ce ne peut être qu'elle qui admette, à la température critique, une tangente oblique à l'axe des ordonnées.

4. — Remarques sur les adiabatiques tracées dans le plan des pv, à l'intérieur de la courbe de saturation. — Reprenons le mélange de titre x et de poids 1 ; une transformation adiabatique infiniment petite sera donnée par l'équation :

$$c_x d\theta + l dv = 0.$$

Le corps de transformation restant toujours saturé, p est fonction de θ, mais non de x. On a donc $d\theta = \frac{d\theta}{dp}\, dp$, et l'équation différentielle d'une adiabatique, dans le plan des pv, est donnée par :

$$c_x \frac{d\theta}{dp}\, dp + l dv = 0.$$

Son coefficient angulaire, au point (p, v), est donc :

$$\frac{dp}{dv} = -\frac{l\frac{dp}{d\theta}}{c_x}.$$

Comme l, $\frac{dp}{d\theta}$ et c_x sont essentiellement positifs, on voit que le coefficient angulaire est toujours négatif, la pression diminuant toujours quand le volume augmente.

Au point critique, l, $\frac{dp}{d\theta}$ et c_x sont finis; donc *l'adiabatique qui*

passe par le sommet de la courbe de saturation coupe celle-ci sous un angle fini. Elle ne peut être tangente à la courbe de saturation puisque la limite de c_x est finie, et elle ne peut pas la couper orthogonalement puisque la limite de c_x n'est pas nulle.

ACTION DU MAGNÉTISME SUR LES SPECTRES DES GAZ;

Par M. Edm. VAN AUBEL.

Depuis la remarquable découverte de M. P. Zeemann, plusieurs travaux ont paru sur l'influence qu'exerce le magnétisme sur les spectres.

M. T. Preston [1] a examiné récemment l'action du champ magnétique sur les spectres des gaz contenus dans des tubes à vide. Les tubes que ce physicien avait à sa disposition ne présentaient aucune ligne assez brillante pour l'expérience, excepté les raies de l'hydrogène. L'action de l'aimant a été très faible; les raies de l'hydrogène ont été affaiblies et se sont élargies comme par une augmentation de la pression.

Je crois intéressant de donner dès maintenant les premiers résultats de quelques expériences que j'ai faites dans mon laboratoire. Les spectres étaient produits par une grande bobine d'induction dans des tubes de Geissler étranglés par une partie capillaire, comme ceux dont on se sert généralement pour l'analyse spectrale. Les parties capillaires de ces tubes étaient placées entre les pôles cylindriques d'un électro-aimant à bobines verticales, parcourues par un courant de 25 à 30 ampères.

J'ai examiné la lumière émise par la partie capillaire à travers un spectroscope à dispersion ordinaire, pourvu d'un seul prisme de Rutherfurd, mais dédoublant la raie D du sodium.

L'action du magnétisme a toujours été très notable, et *les spectres se transformaient complètement* sous cette influence. J'ai examiné les tubes à chlore, à soufre et à fluorure de silicium.

Avec le tube à chlore seul, j'ai intercalé une bouteille de Leyde pour obtenir une action plus manifeste. Par l'excitation de l'électro-aimant on constate, au spectroscope, l'apparition de plusieurs nou-

---

(1) *Philosophical Magazine*, 3e série, t. XLV, p. 334; avril 1898.

velles lignes brillantes, tandis que d'autres diminuent d'intensité.

Le tube à soufre doit être chauffé légèrement dans la flamme d'un bec Bunsen avant d'être employé. On observe alors au spectroscope les bandes du soufre. Avec la production du champ magnétique, le spectre de bandes est remplacé par un brillant spectre de lignes. En même temps le tube de Geissler au voisinage de la cathode prend une belle fluorescence vert pomme, et ces phénomènes, indépendants du sens de l'aimantation, disparaissent avec elle.

Rappelons (1) que l'on obtient le spectre de lignes du soufre en intercalant la bouteille de Leyde, et le spectre de bandes en employant des décharges faibles.

Enfin le tube à fluorure de silicium est également remarquable. Le spectre est complètement changé dans le champ magnétique. On remarque surtout l'apparition de groupes de deux raies brillantes, dans le rouge, l'orangé et le vert, et une nouvelle raie brillante dans le violet extrême. Des bandes lumineuses et une raie verte brillante diminuent considérablement d'intensité, presque jusqu'à disparaître.

Ces phénomènes peuvent être attribués à l'influence du magnétisme sur la résistance électrique du gaz contenu dans le tube.

Je me propose de poursuivre cette étude, en me servant notamment d'un spectroscope ayant une plus forte dispersion.

APPAREIL POUR LA DÉTERMINATION DU COEFFICIENT MOYEN DE DILATATION LINÉAIRE ;

Par M. VANDEVYVER.

M'étant proposé d'effectuer avec les ressources ordinaires d'un laboratoire la mesure des coefficients de dilatation des métaux, j'ai imaginé un dispositif qui, quoique simple et pratique, donne néanmoins des résultats suffisamment exacts (2).

La *fig.* 1 donne, en coupe, l'appareil que j'ai employé et dont voici le détail :

(1) J. Landauer, *Die Spectralanalyse*, p. 112 ; 1896.

(2) Note bibliographique. — Méthode de *Musschenbroek*, reprise par *Bouguer* puis par *Smeaton* (*Transact. philos.*, 1754);

Méthode de *Lavoisier* et *Laplace*, 1782. Incertitude sur la valeur exacte du rapport d'amplification;

Méthode optique de *Ramsden*, reprise par le *baron de Wrede* et appliquée

B, Tige en expérience (1 mètre de long, sur 14 à 15 millimètres de diamètre); ses deux extrémités sont polies avec soin.

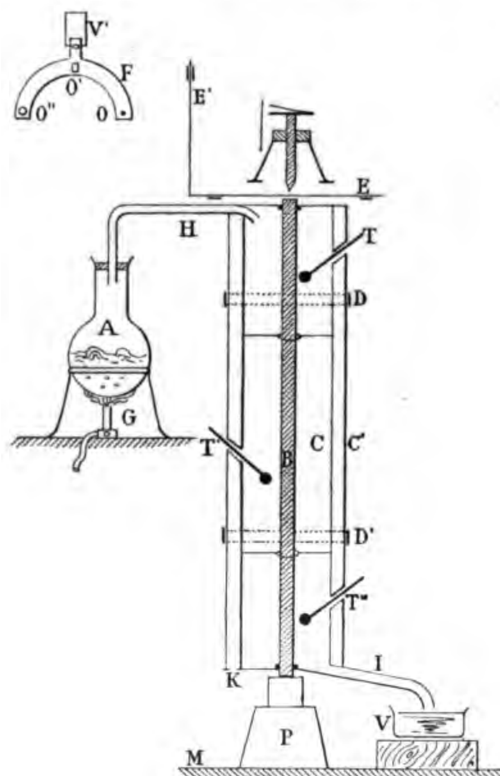


Fig. 1.

P, Pyramide quadrangulaire en calcaire bleu, surmontée d'un petit cylindre, servant à porter l'extrémité inférieure de la tige B. Le tout est taillé d'une pièce et repose sur un support indépendant des constructions voisines.

---

avec diverses modifications importantes dans la construction du comparateur employé au Bureau international des Poids et Mesures (Sèvres);

Appareil de M. le Dr *Benoit*, d'après la méthode des franges, imaginée par *Fizeau*, pour la mesure des coefficients de dilatation des corps dont on ne possède que de petits échantillons;

Appareil de M. P. von *Glatzel*, réalisé par *Fuess* (*Ann. Pogg.*, t. CLX);

Appareil de *M. Spring* (*Bull. Ac. roy. de Belgique*, 1883); etc., etc.

C, Cylindre en laiton dans lequel on amène la vapeur venant de H et qui s'échappe par I.

C', Cylindre concentrique, contenant de l'air, qui peut se dilater par l'ouverture K.

T, T', T'', Thermomètres, qui aboutissent par des conduits spéciaux à l'intérieur de C [1].

S, Sphéromètre à levier de Perreaux, donnant le $\frac{1}{1000}$ de millimètre. L'idée d'employer le sphéromètre pour ce genre de mesures a déjà été mise en pratique par M. de Heen [2].

F, Support du sphéromètre. Pièce en laiton fixée par une équerre plâtrée dans le mur.

Dans le demi-cercle du fer à cheval, sont creusés une cavité *o*, un sillon *o'* et une surface plane *o''*, ce qui assure aux pieds du sphéromètre une position invariable.

E, E', Écrans en amiante qui préservent du rayonnement de la lampe G.

D, D', Colliers soutenant CC'. Ils sont fixés au mur et s'ouvrent suivant un diamètre.

V, Vase de condensation.

Formule. — La longueur d'une barre à 0° C. étant représentée par L_0, son allongement entre deux températures t et t' par Δ, on sait que le coefficient moyen de dilatation linéaire est donné par la formule :

$$\alpha = \frac{\Delta}{L_0 (t' - t)}.$$

Mode opératoire. — L'appareil étant monté et l'écran E enlevé, on amène la pointe du sphéromètre en contact avec la barre ; on note les températures et la position du limbe du sphéromètre. On refait ces opérations de 5 en 5', jusqu'à ce que les thermomètres soient stationnaires et que la lecture au sphéromètre soit invariable. La moyenne des températures t est prise comme température initiale.

---

(1) Ces thermomètres, construits avec grand soin par *Geissler* succ. *Müller* (Bonn S/R) ne mesurent que 20 centimètres, ce qui permet de maintenir toute la colonne de mercure dans le milieu dont on veut déterminer la température. Une première série de trois instruments va de + 10° à + 25° C. et la seconde de + 98° C. à + 101° C. La graduation est faite au 0,05 de degré, et l'on peut facilement apprécier le 0,01 de degré.

(2) Recherche de la Dilatibilité de la couche superficielle des solides : *Mémoires de la Soc. roy. des Sciences de Liège*, 2e série, t. XVIII.

On remonte la pointe du sphéromètre de 10 tours, on interpose l'écran et l'on remplace la première série de thermomètres par la seconde, puis on donne accès à la vapeur.

Après 15 ou 20', on note les températures et l'on ramène la pointe du sphéromètre en contact avec la barre, en comptant le nombre de tours et de fractions dont on abaisse la pointe, ce qui permet de trouver une première valeur de Δ.

On recommence cette dernière opération de 5 en 5', jusqu'à ce que Δ reste constant. Ce résultat est en général atteint dès la première fois, comme le prouve la seconde lecture. Il ne reste plus qu'à effectuer les opérations.

Voici quelques résultats obtenus à l'aide de l'appareil ; en regard, j'ai placé des valeurs trouvées par différents expérimentateurs [1] :

Cuivre rouge..........	0,0000	17039	0,0000	1710	(Fizeau)
			»	1718	(Lavoisier)
Fer doux forgé.........	»	1228	»	1220	»
Acier anglais..........	»	10996	»	1104	(Berthoud)
Cu rouge des arts......	»	16935	»	1698	(Fizeau)
Laiton................	»	18683	»	18782	(Lav. et Laplace)
Verre blanc (peu fusible)	»	0627			

L'appareil tel qu'il vient d'être décrit exige une barre de métal

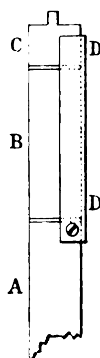


Fig. 2.

ayant environ 1 mètre, et, de plus, en haut et en bas du cylindre, cette

[1] Chacune des mesures a été répétée au moins quatre fois et j'ai donné comme définitive celle qui se rapprochait le plus de la moyenne des quatre opérations. Les écarts moyens n'atteignent du reste au maximum que deux ou trois unités de la huitième décimale (quatrième chiffre significatif).

barre déborde de quelques millimètres, qui ne sont donc pas à la même température que le reste du métal ; l'écart n'est pas grand ; mais, dans certains cas, il peut modifier la huitième, voire la septième décimale des résultats obtenus.

Voici comment j'ai tourné ces difficultés : j'ai pris une barre en laiton qui sert dans toutes les expériences ; mais elle est composée de trois parties A, B et C (*fig.* 2) ; à la partie A est fixé un appendice DD′, en forme de demi-cylindre creux dans lequel glissent les parties B et C. Je détermine une fois pour toutes le coefficient de la barre totale, puis je remplace la partie B qui a environ $0^m,20$ par une barre de même longueur du métal sur lequel je veux opérer. Si l'on représente par L_0 la longueur des deux parties A et C réunies, par α leur coefficient de dilatation, par l_0 la longueur à 0° du métal en expérience, on voit sans peine que la valeur α' du coefficient à déterminer est donnée par la formule :

$$\alpha' = \frac{\Delta - L_0 \alpha (t' - t)}{l_0 (t' - t)}.$$

Comme moyen de contrôle, j'ai pris une barre étalon, en argent chimiquement pur. Le résultat obtenu se trouve consigné dans la liste suivante et me paraît de nature à inspirer une grande confiance.

Argent chimiquement pur....	0,0000 19327	0,0000 1936	(Fizeau)
Acier recuit..................	» 1101	» 1110	»
Plomb........................	» 2890	» 2882	(Ellicot)
Cuivre rouge des arts.........	» 1695	» 1698	(Fizeau)
Zinc fondu...................	» 3410	» 3406	(Struve)

Il y a lieu de remarquer que la série des opérations relatives à un même métal ne peut se répéter qu'à des intervalles d'au moins vingt-quatre heures ; car, comme il fallait s'y attendre, l'expérience m'a prouvé que l'équilibre moléculaire intérieur du barreau, modifié par les écarts de température, ne se rétablit que très lentement.

Voici un tableau qui donne la marche complète d'une opération.

Barre d'argent chimiquement pur $l_0 = 0^m,2002$
$L_0 = 0^m,8004$ $\alpha = 0,0001942$ (1)

Heures	Divisions du sphéromètre	t	t'	t''	Observations
9h 15′	8	16° 21	15° 80	16° 30	
» 26	13	» 63	16 35	» 80	
» 35	19	17 00	» 72	17 05	
» 47	26	» 26	» 97	» 27	
» 57	30	» 40	17 13	» 40	
10 8	32	» 50	» 20	» 49	
» 17	35	» 56	» 26	» 56	
» 25	35	» 56	» 26	» 56	
» 34	35	» 56	» 26	» 56	A 10h 44 la vapeur sort en I;
			$t = 17°,46$		les 3 therm. marquent 100°.
11h 4	130	100° 22	100° 175	100° 225	La pointe du sphéromètre
» 12	140	» »	» »	» »	a été abaissée de 6 tours com-
» 20	140	» »	» »	» »	plets, donc :
Corrections		—0 055	—0 01	—0 065	$\Delta = 3$ tours + (140 — 35)
		100 165	100 165	100 160	= 0,001605
			T = 100° 163		

$$\alpha = \frac{0,001605 - 0,8004 \,.\, 0,0000142\,(100,16 - 17,46)}{0,2002\,(100,16 - 17,46)} = 0,000019327.$$

H. MOISSAN et J. DEWAR. — On the properties of liquid fluorine (Sur les propriétés du fluor liquide). — *Proceed. of the Ch. Soc.*, n° 183 ; 1897.

Les auteurs établissent que le fluor est aisément liquéfié à la température d'ébullition de l'air et peut être conservé à cette température dans des vases de verre. Il se présente sous la forme d'un liquide jaune très mobile. Le fluor liquide a pour point d'ébullition — 187°; il est soluble en toutes proportions dans l'oxygène et l'air liquides; il ne se solidifie pas à — 210°. Sa densité paraît être celle de l'ambre dont il aurait aussi sensiblement l'indice de réfraction, car l'ambre y flotte à peine visible et sans être attaqué; les auteurs adoptent pour densité le nombre 1,14. Le fluor liquide n'a pas de spectre d'absorption et n'est pas magnétique.

A — 190° le fluor liquide est sans action sur l'oxygène sec, la glace, le mercure, mais il réagit avec incandescence sur l'hydrogène et l'essence de térébenthine solidifiée. E. Bouty.

(1) Le coefficient 0,00001942 qui a été adopté est une moyenne obtenue par une série de douze opérations soigneusement exécutées. Cinq des résultats seulement s'écartent fort peu de la moyenne.



J. DEWAR. — The liquefaction of air and detection of impurities (Liquéfaction de l'air et mise en évidence des impuretés). — *Proceed. of the Ch. Soc.*, n° 183; 1897.

De l'air contenant des traces d'hydrocarbures fournit un liquide trouble, où l'on peut concentrer l'hydrocarbure par évaporation.

Si l'air contient un gaz moins condensable que lui et qui ne s'y dissolve pas en trop grande proportion, il sera impossible de remplir entièrement d'air liquide un récipient vide surmonté d'un tube capillaire en communication avec le gazomètre contenant le gaz à étudier, et refroidi dans de l'air liquide, lui-même évaporé dans le vide. Le gaz étranger se concentre au-dessus de l'air liquide, et quand on laisse évaporer, ce gaz se dégage entièrement au début de la distillation. M. Dewar a ainsi pu mettre en évidence un millième d'hydrogène dans l'air. Il a pu concentrer sous un petit volume les traces d'hélium que contient l'air dégagé par la source de Bath.

E. Bouty.

J. DEWAR. — The absorption of hydrogen by palladium at high temperatures and pressures (Absorption de l'hydrogène par le palladium à de hautes températures et à de hautes pressions). — *Proceed. of the Ch. Soc.*, n° 183; 1897.

A la température de 500° C. et sous la pression de 120 atmosphères, le palladium peut encore absorber trois cents fois son volume d'hydrogène.

E. Bouty.

J. DEWAR et J.-A. FLEMING. — A note on some further determinations of the dielectric constants of organic bodies and electrolytes at very low temperatures (Note sur quelques nouvelles déterminations de la constante diélectrique de corps organiques et d'électrolytes, à de très basses températures). — *Proceed. of the Royal Soc.*, t. LXII, p. 250; 1898.

Les auteurs publient de nouvelles mesures de constantes diélectriques à basse température qu'ils ont réalisées par la méthode de Nernst [1], avec une fréquence égale à 320 à la température de l'air liquide. Le tableau suivant donne la comparaison des nombres ainsi obtenus avec les nombres mesurés précédemment [2] à la même tem-

[1] Voir *Journ. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 411; 1896.
[2] Fleming et Dewar, *Proc. of the Royal Soc.*, t. LXI, p. 2, 299, 316, 358, 368 et 381.

pérature en déchargeant 120 fois par seconde, à l'aide d'un diapason entretenu électriquement, le condensateur à lame diélectrique à travers un galvanomètre.

Substances	Méthode galvanométrique	Méthode de Nernst
Alcool éthylique	3,11	3,13
— amylique	2,14	2,58
Éther éthylique	2,31	2,29
Solution aqueuse à 5 0/0 d'hydrate potassique	123,0	7,12
Solution aqueuse à 5 0/0 d'hydrate rubidique	81,6	3,55

On voit que les deux méthodes donnent pratiquement les mêmes résultats pour les alcools et l'éther, mais la différence est énorme pour les dissolutions congelées d'hydrates de potasse et de rubidium; ici l'influence de la fréquence est donc des plus considérables.

Le mémoire, contient, en outre une série de mesures préliminaires effectuées par la méthode de Nernst sur des substances variées et à diverses températures, ainsi que d'autres expériences faites avec des forces électromotrices variables. Celles-ci ont été exécutées pour répondre à une critique de M. Abegg (1), lequel attribue exclusivement les grandes valeurs de la capacité électrique, obtenues avec divers électrolytes, à des phénomènes de polarisation. MM. Liveing et Dewar font remarquer que les hautes valeurs se montrent indépendantes de la force électromotrice employée, alors même que celle-ci atteint une centaine de volts, ce qui exclut l'hypothèse d'une polarisation des électrodes, au sens propre du mot.

E. Bouty.

A. ROITI. — Criptocrosi ed altre ricerche intorno ai raggi X (Radiochrose et autres recherches sur les rayons X). — *Rendiconti d. Acc. dei Lincei*, 5e série, t. II, p. 137 et 153; juillet et août 1896. — Un attinometro pei raggi X (Un photomètre pour rayons X). — *L'Elettricista*, 5e année, no 9.

Pour comparer les rayons X émis par deux tubes, M. Roiti place ceux-ci en face de deux fenêtres de largeur variable, munies de feuilles minces, par lesquelles ils pénètrent dans une boîte métallique épaisse où ils viennent illuminer respectivement les deux faces d'un prisme recouvertes de platinocyanure de baryum. Un oculaire fixé sur la boîte permet de voir en même temps les deux faces luminescentes.

(1) Abegg, *Wied. Ann.*, LXII, p. 249; Voir p. 48 de ce volume.

On modifie les ouvertures des fenêtres jusqu'à obtenir l'égalité d'éclat. L'appareil permet aussi de comparer un tube à vide à une source lumineuse.

A l'aide de ce photomètre, l'auteur a trouvé : 1° que l'ordre de transparence de diverses substances est le même pour tous les tubes examinés ; 2° que l'ordre des intensités de divers tubes reste le même quand on change la bobine qui les actionne, ou la force électromotrice ; 3° que le pouvoir de pénétration des rayons X émis par un tube ne varie pas proportionnellement à l'action de luminescence ; quand on change le mode d'excitation du tube, le pouvoir de pénétration peut augmenter, tandis que le second diminue ; 4° que les rayons X, après avoir traversé une substance quelconque, traversent plus facilement qu'auparavant non seulement cette substance elle-même, mais aussi toute autre substance ; en d'autres termes, le pouvoir absorbant d'une lame diminue à mesure que l'on interpose sur le trajet des rayons X qui viennent la frapper un plus grand nombre d'écrans.

G. SAGNAC.

A. ROITI. — Se i raggi X esistano già nel fascio catodico che li produce (Les rayons X existent-ils déjà dans le faisceau cathodique qui les produit). — *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 5e série, vol. VI, fasc. 5, p. 123.

M. Roiti réfute l'opinion d'après laquelle les rayons X dériveraient des rayons cathodiques par simple soustraction. Indépendamment de considérations diverses, fondées sur un certain nombre de faits connus, il présente à ce sujet des expériences personnelles, d'où résulte que le faisceau cathodique ne renferme pas en quantité sensible de rayons indéformables formés de rayons X ou transformables en rayons X.

L'auteur avait antérieurement trouvé qu'un tube à anticathode de cuivre avait un pouvoir émissif beaucoup plus grand qu'un tube de même forme à anticathode d'aluminium. Pour plus de rigueur, l'auteur a repris cette expérience, en employant un seul tube dont la paroi anticathodique est formée sur une moitié par un métal A, sur l'autre moitié par un métal B, et en plaçant, extérieurement au tube, une lame de B en regard de A et une lame de A en regard de la paroi formée du métal B. Il trouve ainsi qu'une couche de platinocyanure de baryum adossée extérieurement à cette double paroi est inégalement éclairée sur ses deux moitiés, c'est-à-dire que les deux

métaux A et B émettent inégalement des rayons X sous l'action des mêmes rayons cathodiques. Les métaux suivants sont rangés dans l'ordre des pouvoirs d'émission croissants : magnésium, aluminium, fer, cuivre, zinc, argent, cadmium, étain, platine, plomb. *Le pouvoir émissif d'un métal pour les rayons X croît ainsi* non pas avec la densité, ni avec le volume atomique, mais *avec le poids atomique du métal.*

G. SAGNAC.

E. VILLARI. — Della proprieta scaricatrice svolta nei gas dai raggi X e dalle scintille e della sua persistenza nei medesimi (Sur la propriété de décharge développée dans les gaz par les rayons X et l'étincelle, et de sa persistance dans les milieux). — *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 1896, p. 281.

Lorsqu'un gaz a été traversé par les rayons X ou l'étincelle, il conserve pendant un certain temps la propriété de décharger les corps électrisés, quel que soit le signe ; on le démontre en emmenant le gaz soumis à ces actions par un long tube de un ou plusieurs mètres sur le bouton d'un électroscope chargé et protégé contre toute action directe.

Les étincelles ont un effet différent, suivant que leur énergie est renforcée ou non par l'adjonction d'une capacité à la bobine d'induction. Pour les étincelles renforcées, l'effet reste sensiblement indépendant de leur longueur et de la capacité ; pour les étincelles non renforcées, l'effet croît avec la longueur ; d'abord à longueur égale d'étincelle, beaucoup plus petit dans ce dernier cas que dans le premier, il devient, pour de grandes longueurs, égal et supérieur.

L'introduction d'une nouvelle étincelle dans le circuit ne modifie pas l'activité ; celle-ci est, au contraire, notablement diminuée par l'adjonction d'une résistance de sulfate de cuivre; le diamètre de l'étincelle diminue de même [1].

R. SWYNGEDAUW.

ORSO MARIO CORBINO. — Ricerche sulla variazione della costante dielettrica per la trazione del coibante (Recherches sur la variation de la constante diélectrique par la traction de l'isolant). — *Rivista scientifica e industriale*, XXIX, n°s 8-9, Firenze.

Fresnel, Kerr, ont montré que, dans le verre rendu momentanément anisotrope par une traction mécanique, l'indice extraordinaire

[1] Cf. SWYNGEDAUW, *C. R.*, 8 juillet 1895 ; — *J. de Phys.*, juin 1897.

reste égal à l'indice primitif, tandis que l'indice ordinaire est plus petit.

Si l'on admet la relation théorique de Maxwell $n^2 = D$, on en déduit que la constante diélectrique D doit demeurer la même dans la direction de la traction et diminuer dans la direction normale.

C'est la vérification expérimentale au moins qualitative de cette déduction qu'a tentée l'auteur.

Un condensateur plan soigneusement isolé C est formé par deux plateaux de laiton collés des deux côtés d'une lame de verre qu'on peut étirer au moyen de poids.

Une armature communique avec une paire de quadrants d'un électromètre Mascart ; l'autre paire est reliée à une armature d'un second condensateur à lame d'air C'.

Les deux condensateurs sont chargés par communication avec un pôle d'une bobine Ruhmkorff dont l'autre pôle est au sol. Tout le système étant neutre, l'aiguille de l'électromètre reliée au sol doit rester immobile au moment où l'on charge les condensateurs, s'ils portent les deux paires de quadrants au même potentiel.

On y arrive par tâtonnements, en modifiant la distance des plateaux de C'.

Cela fait, on étire la lame de verre, l'aiguille de l'électromètre est déviée, et le sens de la déviation montre, conformément aux prévisions, qu'il y a diminution de la constante diélectrique du verre. En outre, la diminution paraît être proportionnelle à la traction ; en admettant la relation de Maxwell, ce résultat vérifierait la loi de Neumann sur les variations de n^2 dues à la traction mécanique.

Pour 1 kilogramme par centimètre carré, la constante diélectrique diminue d'environ $\frac{1}{11\,000}$.

Ainsi donc la théorie de Maxwell, au moins en ce qui concerne la relation $n^2 = D$, est vérifiée par les expériences de l'auteur et celles d'autres physiciens.

Mais, d'autre part, M. Lippmann (1), appliquant le principe sa la conservation de l'énergie aux expériences de M. Righi sur l'allongement produit par la traction d'un condensateur cylindrique, en a conclu que la traction d'un condensateur doit augmenter sa capacité, c'est-à-dire *augmenter* sa constante diélectrique.

(1) *J. de Phys.*, 1re série, t. X, p. 390 ; 1881.

Il y a là une contradiction que les expériences fort précises de M. Dessau (1), faites en vue de vérifier la conclusion de M. Lippmann, n'ont pu faire disparaître, et que l'auteur du présent mémoire se déclare impuissant à expliquer.

E. Bassac.

S. LUSSANA. — Contributo allo studio della resistenza elettrica delle soluzioni considerata come funzione della pressione e della temperature (Ricerche sperimentali). Mem. 1ª [Contribution à l'étude de la résistance électrique des solutions considérée comme fonction de la pression et de la température (Recherches expérimentales). 1er Mém.]. — *Nuov. Cim.*, V, m.-j. 1897.

L'auteur continue le travail publié en 1895 dans le *Nuovo Cimento* en prenant cette fois comme sujets d'études des solutions dans l'eau d'acide chlorhydrique et de différents chlorures.

Il rappelle d'abord les travaux récents de Faujung (*Zeit. f. phys. Ch.*, XIV, 673, 1894); de Bruno Piesch (*Sitz. d. K. A. d. Wiss. in Wien*, CIII, II, 784; 1894); de Kogoyski et Tammann (*Zeit. f. ph. Ch.*, XX, 1, 1896) qui l'ont amené à modifier un peu sa méthode.

Le liquide étudié est placé dans un tube de verre dont les deux bouts sont fermés et traversés par des électrodes en platine. Un tube soudé latéralement s'élève parallèlement au premier et sert à l'emplir. Cet appareil est placé dans le bloc laboratoire réuni à une pompe Cailletet pouvant donner 100 atmosphères. Celui-ci est lui-même plongé dans un bain d'eau dont on peut faire varier la température. La température intérieure est connue par une pince thermo-électrique. La résistance est déterminée au moyen d'un électromètre Mascart, en combinant la méthode électrométrique avec l'emploi des courants alternatifs.

Les résultats des très nombreuses expériences consignées dans cinquante tableaux conduisent aux conclusions suivantes :

La résistance électrique des solutions suffisamment diluées diminue quand augmente la pression.

Cette diminution va en diminuant elle-même, quand la température augmente, d'abord rapidement, puis plus lentement ; il semble exister une *température d'inversion* pour laquelle la résistance est indépendante de la pression.

Cette diminution n'est pas proportionnelle à l'augmentation de

(1) Dessau, *Lincei*, III, 1er sem., fasc. 10, p. 488.

pression, mais croît bien moins rapidement. Il semble exister une *pression d'inversion*, à partir de laquelle la résistance croît, que la pression augmente ou diminue.

La variation de la résistance avec la température augmente avec la pression pour les solutions les plus diluées, tandis qu'elle diminue pour les plus concentrées.

A. GALLOTTI.

S. LUSSANA. — Sul calore specifico dei gas; ricerche sperimentali (Recherches expérimentales sur la chaleur spécifique des gaz). — *Atti del R. Istituto Veneto di Scienze, lettere ed arti*, t. VIII, ser. VII; 1896-1897.

L'auteur, continuant ses travaux précédents [1], est arrivé à des résultats concordant avec ceux de M. Amagat sur l'existence d'un maximum pour la chaleur spécifique à pression constante rapportée à l'unité de poids de l'anhydride carbonique.

Il a modifié le mode de circulation du gaz dans son appareil, qui consiste maintenant en deux cylindres d'acier, l'un fixe, l'autre mobile, pouvant s'élever et s'abaisser à volonté. Ils communiquent à la partie inférieure par un tube en acier souple, à la partie supérieure par un tube de cuivre. Ils renferment du mercure et le gaz à étudier ; en abaissant le cylindre mobile, le mercure s'y écoule par le tube d'acier pendant que le gaz gagne le cylindre fixe par le tube de cuivre. Des contacts électriques indiquent le moment où le mercure atteint la partie supérieure des cylindres. Le tube de cuivre présente sur sa longueur : un robinet à pointeau, un manomètre à air comprimé, un compteur à gaz, un premier serpentin baigné dans une chaudière d'huile, un second placé dans un calorimètre séparé de la chaudière par un isolant à circulation d'eau froide. On détermine par une expérience préalable les corrections de température nécessaires. La quantité de gaz soumise à l'expérience est déterminée directement au centilitre par un compteur à gaz de Chabaud.

L'auteur résume en un tableau ses expériences, dans lesquelles il a fait varier la pression de 31 à 150 atmosphères, la température de la chaudière étant d'environ 90°. Ce tableau montre que, comme l'avait énoncé M. Amagat [2], la chaleur spécifique à pression constante rapportée à l'unité de poids de l'anhydride carbonique croît rapidement

(1) *Nuovo Cimento*, 4e série, t. III, 1896.
(2) *C. R.*, t. CXXI, p. 863 ; 1895.

avec la pression, passe par un maximum vers 110 atmosphères, puis décroît.

Des expériences analogues, faites sur un mélange d'air et de gaz carbonique, montrent que l'existence de ce maximum tend à disparaître peu à peu, quand on augmente la quantité d'air contenue dans le mélange.

D'autres recherches, tentées sur l'acétylène, dont le point critique est voisin de celui de l'anhydride carbonique, n'ont pu être menées à bout, à cause de l'instabilité de ce gaz, qui deux fois a fait explosion, en endommageant fortement tous les appareils. Les premières expériences montrent que, jusqu'à 57 atmosphères, la chaleur spécifique croît avec la pression.

A. Gallotti.

S. LUSSANA. — Sul calore specifico dei gas; ricerche sperimentali (Recherches expérimentales sur la chaleur spécifique des gaz). — *Nuovo Cim.*, sér. 4, VI; août 1897.

L'auteur, comparant le résultat du travail précédent à la loi donnée par Regnault [1] d'après laquelle la chaleur spécifique à pression constante de l'air atmosphérique est indépendante de la pression, s'étonne que l'air ne se conduise pas comme l'anhydride carbonique.

Il rappelle les expériences de Regnault et montre qu'elles présentent deux causes principales d'erreurs : le gaz à la sortie du calorimètre conserve un excès de température sur l'eau de celui-ci (Regnault l'avait reconnu lui-même). M. Lussana a montré, en se servant d'un couple thermo électrique dont une des soudures est placée dans le serpentin à l'extrémité de sortie, que cet excès augmente avec la pression de l'expérience. De plus, la détente du gaz dans l'appareil produit sur le calorimètre un refroidissement, comme il l'a constaté en faisant une expérience à blanc où toutes les parties de l'appareil sont à la température ambiante.

En tenant compte de ces causes d'erreurs et en opérant jusqu'à 120 atmosphères avec l'appareil décrit dans le mémoire précédent, M. Lussana arrive à conclure que pour l'air atmosphérique aussi la chaleur spécifique à pression constante dépend de la densité, c'est-à-dire de la pression.

A. Gallotti.

[1] Mémoire sur la chaleur spécifique des fluides élastiques : *C. R.*, t. XXVI ; 1892.

A MAURI. — Ricerche intorno alla misura delle forze elettromotrice. Nuovo potenziometro e nuovo modello di pila campione (Recherches relatives à la mesure des forces électromotrices. Nouveau potentiomètre et nouveau modèle de pile étalon). — *Rend. del R. Ist. Lomb. di. sc. e. lett.*, II, XXX; febr. 1897.

Dans ce travail, qui est la suite de celui qu'il a publié, en 1895, dans le même recueil, l'auteur a cherché à mesurer les forces électromotrices, en appliquant la méthode de Du Bois Reymond un peu modifiée.

La pile-étalon imaginée par M. Mauri se compose d'un grand vase de verre à l'intérieur duquel s'en trouve un second plus petit. Dans celui-ci est placé un disque de zinc pur bien amalgamé, soudé à une tige de zinc qui s'élève à l'intérieur d'un tube de verre jusqu'à la partie supérieure de la pile. On verse au dessus un peu de mercure et on remplit avec des cristaux d'acétate de zinc. Dans le grand vase on verse du mercure où plonge un fil de platine isolé par un tube de verre, puis une couche d'acétate de mercure, enfin quelques cristaux d'acétate de zinc. Le tout est enfin rempli avec une solution saturée de ce sel et fermé par une plaque de verre qui laisse passer les deux électrodes et un thermomètre.

Cette pile présente sur celle de Clark l'avantage d'avoir une force électromotrice plus constante à une même température, et surtout indépendante des refroidissements ou réchauffements antérieurs. Elle est à 8° de 1,327 volt. Ses variations avec la température sont environ dix fois plus faibles que pour la pile de Clark en H, et sa résistance est bien moins grande.

A. GALLOTTI.

A. MAURI. — Le forze elettromotrici di pile a diversi sali mercuriosi e cuprici e di contatto di soluzioni di varia concentrazione e temperatura. Nota 2ª (Forces électromotrices des piles à divers sels de mercure et de cuivre. Forces électromotrices au contact de solutions de concentration diverses à différentes températures, 2ᵉ note). — *Loc. cit.*

L'auteur a mesuré les forces électromotrices de nombreux couples formés de différents métaux plongeant dans des solutions soit d'un même sel à divers degrés de concentration, soit de sels différents. La variation de la force électromotrice avec la température dépend de la concentration des solutions employées, ce qui explique la nécessité d'avoir toujours une solution saturée dans une pile-étalon.

A. GALLOTTI.

D. NEGREANU. — O metoda nova dé mesurarea puterilor electromotrice ale elementelor galvanice (Une nouvelle méthode de mesure des forces électromotrices des piles). — Extrait du *Bulletin de la Société des Sc. ph. de Bucarest*, mai 1896.

On forme un circuit avec : 1° un élément de force électromotrice e, de résistance ρ ; 2° une résistance connue r ; 3° un galvanomètre de résistance g ; 4° un second élément de force électromotrice inconnue e', de résistance ρ', mis en série par rapport au premier ; 5° une résistance r' prise sur une boîte de résistance. On peut réunir ou non à volonté un point a situé entre la première résistance et le galvanomètre et un point b entre la seconde et le premier élément. On dispose de r' pour que la déviation du galvanomètre soit la même dans les deux cas (a et b réunis ou non). On déduit facilement des lois de Kirchhoff :

$$\frac{e'}{e} = \frac{g + \rho' + r'}{\rho + r}.$$

En faisant une seconde expérience en ajoutant r_1 et r'_1 aux résistances r et r' pour avoir le même résultat, on a

$$\frac{e'}{e} = \frac{r'_1}{r_1}.$$

A. GALLOTTI.

D. NEGREANU. — *Analele Academici Romane*, Seria II, t. XIX.

I. — O metoda nona peutra mesurarea resistentelor electrice mari (Une nouvelle méthode de mesure des grandes résistances électriques).

On forme un circuit comme dans le cas précédent en supposant les deux piles identiques et de force électromotrice constante ; r est la résistance inconnue. On dispose de r' pour que la déviation soit la même, a et b réunis ou non. En négligeant la résistance du galvanomètre on a

$$x = r.$$

II. — Mesurarea resistentelor electrice mari dedusa din metoda lui Lacoine relative la mesura fortelor electromotrice (Mesure des grandes résistances électriques déduites de la méthode de Lacoine relative à la mesure des forces électromotrices).

Même dispositif que précédemment, sauf que le galvanomètre est

placé sur le fil ab. On dispose de r pour qu'il n'y ait pas de déviation. On a encore

$$x = r.$$

III. — Machina electrostatica functionand in cele done sensuri de rotatiune (Machine électrostatique fonctionnant dans les deux sens de rotation).

C'est une sorte de machine de Wimshurst à plateaux horizontaux où le système des peignes et des conducteurs correspondants est doublé d'un second système identique disposé sur un diamètre rectangulaire au premier. On se sert de l'un ou de l'autre suivant le sens de rotation adopté.

IV. — Componenta orizontala a fortei magnetice terrestre pentru Bucuresci (Composante horizontale de la force magnétique terrestre à Bucarest).

En plaçant une boussole des tangentes sur le circuit d'un élément de force électromotrice connue, on déduit de l'intensité du courant et des constantes de la boussole

$$H = 0,23 \text{ unité C. G. S. pour Bucarest.}$$

V. — Valorile cator-va constante fisice peutru Bucuresci (Valeur des constantes physiques pour Bucarest).

Elles sont déduites de la valeur

$$g = 9^{m},805308.$$

A. Gallotti.

S. LUSSANA. — A proposito della nota del Dott. Adolfo Campetti « Della influenza della temperatura sulla velocita degli joni » (A propos de la note du Dr Campetti « De l'influence de la température sur la vitesse des ions »). — *Riv. sc. e. ind.*, an XXIX, n. 10-11.

L'auteur met en doute les résultats des travaux de W. Bein (1) et d'A. Campetti, d'après lesquels le coefficient de transport des ions serait indépendant de la température, ce qui est contraire à la loi qu'il a énoncée précédemment : ce coefficient est proportionnel à la température absolue. Il montre que l'inexactitude des résultats de ces expérimentateurs doit provenir de ce que, la température du liquide électrolysé n'étant pas bien uniforme, il s'y produit des cou-

(1) *Beiträge zur experimentellen Bestimmung von Ueberführungszahlen in Salzlösungen*: *Wied. Ann.*, XLVI, p. 29 ; 1892.

rants de convection qui modifient la richesse des différentes portions de la dissolution.

M. Lussana a fait de nouvelles recherches qui l'ont conduit à la même conclusion que précédemment. Il a opéré sur une dissolution de sulfate de cuivre emplissant six tubes de verre en U, soudés à leur partie supérieure de façon à constituer un tube replié douze fois sur lui-même. Deux électrodes de cuivre pur sont placées dans les deux tubes extrêmes. Le tube est entouré d'un cylindre de laiton traversé par un courant d'une vapeur qui assure l'uniformité de température du liquide. On pèse séparément le liquide contenu dans les six portions du tube avant et après le passage d'un courant constant durant quelques heures. Ce nouveau travail confirme le résultat énoncé précédemment par M. Lussana.

A. Gallotti.

S. LUSSANA. — Descrizione di un apparecchio semplice che serve a dimostrare le leggi relative alle radiazoni calorifiche (Description d'un appareil simple servant à démontrer les lois relatives aux radiations calorifiques). — *Rivista scientifica e industriale*, an XXIX, n° 10-11.

C'est un banc de Melloni simplifié, composé de deux planches de bois articulées horizontalement et munies de glissières où s'engagent différents supports. La source calorifique est constituée par un fil de platine rougi par un courant situé au foyer d'un miroir parabolique. La pile thermo-électrique est remplacée par un second miroir parabolique au foyer duquel se trouve soit un petit morceau de papier recouvert d'iodure double d'argent et de mercure, qui a la propriété de devenir rouge vif quand sa température atteint 50°, soit un petit thermomètre à air formé d'un très petit réservoir et d'un tube capillaire avec index liquide qu'on projette sur un écran.

A. Gallotti.

F. FLORIO. — Sul fenomeno di Hall nei liquidi. (Sur le phénomène de Hall dans les liquides). — *Nuovo Cimento*, 4e série, t. IV, p. 106; 1896; — *Id.*, t. VI, p. 107; 1897.

F. CHIAVASSA. — *Id.* — *Electricista*, 6e année, n° 10; 1897; — *Nuovo Cimento*, 4e série, t. VI, p. 296; 1897.

A la suite des recherches que j'ai faites sur le phénomène de Hall dans les liquides et dont j'ai publié les premiers résultats dans ce

journal[1], mes conclusions ont été contestées successivement par M. Florio et par M. Chiavassa.

Dans sa première note, M. Florio a nié simplement l'existence du phénomène, se rangeant en cela à l'opinion qu'avait autrefois émise M. Roiti, à la suite d'expériences très superficielles. J'ai répondu[2] à cette première note de M. Florio en montrant que son procédé personnel d'investigation n'avait pas la sensibilité voulue et que, par suite, ses résultats négatifs n'infirmaient en aucune façon mes propres résultats, ce qu'a, d'ailleurs, reconnu M. Roiti lui-même[3].

La deuxième note de M. Florio contient une critique du mémoire que j'ai publié dans ce journal. J'ai montré, dans un article récemment paru dans *l'Éclairage électrique*[4], que M. Florio avait entièrement dénaturé les passages de mon mémoire sur lesquels repose sa critique.

M. Chiavassa a confirmé complètement mes observations; mais, selon lui, le phénomène de Hall ne serait qu'apparent; les faits observés seraient dus à un défaut d'uniformité du champ magnétique, de la température et de la concentration.

J'ai répondu au mémoire de M. Chiavassa, dans l'article cité plus haut[4], en établissant que ce physicien s'est écarté des conditions expérimentales dans lesquelles je m'étais placé, au point de développer dans des proportions considérables toutes les perturbations auxquelles il rapporte le phénomène observé. En même temps, j'ai publié, dans ce même article, de nouvelles expériences qui ne peuvent laisser subsister aucun doute sur la réalité du phénomène de Hall dans les électrolytes.

H. Bagard.

---

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 499; 1896.

(2) *C. R.*, t. CXIII, p. 1273; 1896; — et *Nuovo Cimento*, 4e série, t. IV, p. 383; 1896.

(3) Roiti, Note accompagnant le mémoire cité de M. Chiavassa dans l'*Elettricista*, *loc. cit.*

(4) *Éclairage électrique*, t. XV, p. 98; 1898; — et *Nuovo Cimento*, 4e série, t. VII,

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e série, t. XLV; mars 1898.

CHRÉE. — Notes on Thermometry (Cf. numéro avril).

J. Rose INNES. — On Lord Kelvins absolute method of graduating a thermometer (Graduation d'un thermomètre en températures absolues). — P. 227.

Lord Kelvin a trouvé que l'abaissement de température θ d'un gaz traversant un tampon poreux variait en raison inverse du carré de la température absolue. M. Rose Innes montre que les résultats expérimentaux peuvent être représentés très exactement par $\theta = \frac{\alpha}{t} - \beta$, α et β étant des constantes caractéristiques du gaz, et t la température absolue. L'équation obtenue par lord Kelvin $t\frac{dv}{dt} - v = \frac{\text{JK}}{\pi}\theta$ devient alors :

$$\frac{1}{t}\frac{dv}{dt} - \frac{v}{t^2} = \frac{\text{JK}}{\pi}\left(\frac{\alpha}{t^3} - \frac{\beta}{t^2}\right),$$

ou

$$(1) \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{v}{t}\right) = \frac{\text{JK}}{\pi}\left(\frac{\alpha}{t^3} - \frac{\beta}{t^2}\right).$$

K représente la chaleur spécifique du gaz, J l'équivalent mécanique de Joule, π la valeur de 1 atmosphère, et θ le refroidissement pour une différence de pression de 1 atmosphère.

Évaluation en valeur absolue du point de congélation de l'eau. — L'intégration de l'équation (1) entre les limites t_0 et t_1 donne :

$$t_0 = (t_1 - t_0)\frac{v_0}{v_1 - v_0}\left(1 + \frac{\text{JK}}{\pi v_0}\frac{\theta_1 + \theta_0}{2}\right).$$

Si t_1 et t_0 sont les points d'ébullition et de congélation de l'eau, $(t_1 - t_0)$ étant pris égal à 100, cette relation donnera t_0.

Correction pour le thermomètre à gaz à pression constante. — La même équation (1) conduit à :

$$t = t_0 + \frac{v - v_0}{v_1 - v_0}(t_1 - t_0) + \frac{\text{JK}(\theta_0 - \theta_1)}{2\pi(v_1 - v_0)}\frac{(t - t_1)(t - t_0)}{t}.$$

Le premier terme est la valeur de t_0 indiquée ci-dessus ; le deuxième

est ce qu'on appelle habituellement la température ; le troisième est dû entièrement à l'effet Joule-Thomson ; on peut y remplacer t par une valeur approchée égale à la somme des deux premiers termes.

Correction pour le thermomètre à gaz à volume constant. — L'intégration de 1 entre t et ∞ donne :

$P - \frac{v}{t} = \frac{1}{2}\frac{A}{t^2} - \frac{B}{t}$ en posant $A = \frac{JK\alpha}{\pi}$ et $B = \frac{JK\beta}{\pi}$; P est la valeur de $\frac{v}{t}$ quand pour une pression donnée p, v et t sont infiniment grands. On peut poser $P = \frac{C}{p}$.

D'où :

$$pv = Ct - p\left(\frac{1}{1}\frac{A}{t} - B\right).$$

Remplaçons dans le dernier terme t par sa valeur approchée $\frac{pv}{C}$ (obtenue en négligeant l'effet Joule-Thomson),

$$(2) \qquad p\,(v - B) = Ct - \frac{CA}{2v}.$$

D'où en laissant v constant :

$$(3) \qquad p_0\,(v_0 - B) = Ct_0 - \frac{CA}{2v},$$

et

$$(4) \qquad p_1\,(v - B) = Ct_1 - \frac{CA}{2v}.$$

Des équations (2), (3) et (4) on tire :

$$t = t_0 + \frac{p - p_0}{p_1 - p_0}\,(t_1 - t_0).$$

Au degré d'approximation admis il n'y a donc pas d'autre correction thermodynamique à faire que celle qui porte sur l'évaluation de t_0.

Ceci n'est pas en accord avec les résultats de Rowland qui, prenant θ inversement proportionnel au carré de la température absolue, a trouvé que la correction à faire était proportionnelle à θ.

M. Dufour.

BEATTIE. — On the Electric Resistance of Cobalt, Iron and Nickel Films in Magnetic Fields of various strengths (Résistance électrique en pellicules de cobalt de fer et de nickel placées dans des champs magnétiques variables). — P. 243.

M. Beattie compare la résistance de ces pellicules déposées par électrolyse sur des lames rectangulaires de verre platiné, à l'effet Hall mesuré à la manière ordinaire.

La résistance perpendiculaire aux lignes de force magnétique était mesurée par la méthode du pont de Wheatstone.

La variation de résistance des pellicules de cobalt a été trouvée proportionnelle au carré de l'effet Hall, donc au carré de l'aimantation.

Pour le nickel, les résultats varient avec les échantillons, mais avec tous cependant la variation de résistance, pour des plaques ayant déjà servi, est plus grande que ne l'indique la loi précédente.

Pour le fer, on a eu un résultat contraire.

M. Dufour.

BRYAN. — On the Determination of the Conductivity of Liquids in Thin Layers (Détermination de la conductibilité de liquides en couches minces). — P. 253.

La couche mince de liquide est comprise entre deux lames métalliques parallèles, dont on peut faire varier l'écartement à volonté.

Deux appareils ont été employés : dans le second, les plaques pouvaient être facilement démontées et nettoyées, puis remises en place sans déranger le réglage.

La résistance se déterminait par trois méthodes :

1° On la comparait à une résistance étalon par la méthode de la déviation, avec un courant continu;

2° De la même manière, avec un courant alternatif obtenu à l'aide d'un commutateur tournant, le courant dans le galvanomètre étant toujours de même sens;

3° Par la méthode du pont décrite par P.-C. Fitzpatrick (*B. A. Report*, 1886). Sur chaque diagonale du pont se trouve un commutateur tournant, tous deux portés par un même axe, de sorte que le courant passe toujours dans le même sens dans le galvanomètre. Le nombre d'inversions étant d'environ 200 par seconde.

Des expériences antérieures faites par Koller sur l'eau et l'alcool avaient donné pour la résistivité des nombres variant avec l'épais-

seur de la couche liquide. Ces divergences devaient tenir à l'état des surfaces et à la polarisation des électrodes, car M. Bryan donne, pour l'eau distillée, des solutions étendues de $CuSO^4$,KCl, pour l'alcool, l'aniline, des nombres indépendants de l'épaisseur.

M. Dufour.

Albert CAMPBELL. — On Apparatus for Sellacting Temperature compensation of Standard Cells (Dispositif pour compenser la variation de force électromotrice des piles-étalons avec la température). — P. 274.

1° L'auteur a obtenu une différence de potentiel constante pour les températures ordinaires et égale à 1,4 volt, en ajoutant à celle de l'étalon Clark la différence de potentiel existant entre les deux sommets opposés d'un pont de Wheatstone dont les quatre branches sont alternativement formées de résistance cuivre et de résistance manganine et dont les deux autres sommets opposés sont reliés aux deux pôles d'un élément Leclanché. On calcule facilement les résistances du pont qui assurent la compensation ;

2° Un courant déterminé traverse une résistance DF en cuivre, puis une résistance FG en manganine, une dérivation en manganine reliant les points D et G. Avec des valeurs faciles à calculer des trois résistances, on obtient entre les deux points F et G une différence de potentiel constante pour les températures ordinaires.

E. Perreau.

Lord KELVIN-BEATTLE-SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN. — On electric Equilibrium between Uranium and an insulated Metal in its Neighbourhood (Equilibre électrique entre l'uranium et un métal isolé placé dans le voisinage). — P. 277.

La différence de potentiel entre deux plateaux métalliques était mesurée au moyen de l'électromètre à quadrants. Diverses expériences montrent que, si l'air entre les deux plateaux est traversé par des rayons uraniques, il y a entre eux la même différence de potentiel que si on les réunit par une goutte d'eau.

E. Perreau.

John ZELEMY. — On Air electrified by the Discharging Action of Ultra-violet Light (Air électrisé dans la décharge causée par de la lumière ultra-violette). — P. 272.

Une plaque D est reliée à l'un des pôles d'une pile d'un grand nombre d'éléments dont l'autre pôle est à la terre. Sur cette plaque

tombe un faisceau de lumière riche en radiations ultra-violettes venant d'une lampe à arc. Devant la plaque, placée dans un cylindre, passe un courant d'air qui traverse ensuite un tampon de coton de verre relié à l'une des paires de quadrants de l'électromètre dont l'autre paire est reliée à la terre.

On constate une déviation de l'aiguille de l'électromètre. On a fait les mêmes expériences en faisant tomber sur la plaque des rayons X au lieu de rayons ultra-violets.

Dans les deux cas, le passage de l'air électrisé à travers un tampon de coton de verre le décharge complètement.

E. Perreau.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXIV; n° 3; 1898.

F. KOHLRAUSCH, L. HOLBORN et H. DIESSELHORST. — Neue Grundlagen für die Werthe der Leitvermögen von Electrolyten (Nouvelles bases pour les valeurs des conductibilités des électrolytes). — P. 417-455.

Jusqu'à présent on avait conservé, en Allemagne, l'habitude de rapporter les conductibilités des électrolytes à celle du mercure à 0°, ce qui se justifiait tant que l'unité de résistance adoptée était celle de Siemens, mais n'avait plus sa raison d'être depuis l'introduction de l'ohm.

Il est facile de déduire les conductibilités absolues des conductibilités par rapport au mercure; mais les anciennes déterminations de Kohlrausch et Grotrian, publiées en 1874, c'est-à-dire antérieurement au choix des échelles de résistances et de températures, avaient besoin d'être remaniées.

Les auteurs se sont proposé d'établir un certain nombre de liquides normaux aux conductibilités desquels on pourra, à l'avenir, comparer les conductibilités des autres liquides, et de déterminer, en outre, les facteurs par lesquels on devra multiplier les conductibilités mesurées jusqu'ici par différents physiciens pour obtenir les conductibilités absolues.

Voici d'abord quelques nombres qui donneront une idée de l'ordre de grandeur des conductibilités qu'on rencontre dans la pratique. L'unité de conductibilité étant, par définition, la conductibilité d'une substance dont le centimètre cube a une résistance de 1 ohm, la con-

ductibilité du mercure à 0° est $\varkappa = 10630$; les dissolutions des acides forts monobasiques conduisant le mieux ont une conductibilité sensiblement égale à 1 entre 38° et 40°. A la température du laboratoire, la conductibilité est d'environ 0,7 pour l'acide sulfurique des accumulateurs, 0,05 pour la solution saturée de $CuSO^4$, 0,2 pour la solution saturée de NaCl, 10^{-6} pour l'eau distillée.

Il est facile de mesurer les résistances à $\frac{1}{1000}$ près; mais il est difficile d'apprécier exactement la température du liquide. Il ne suffit pas, en effet, d'avoir à sa disposition un thermomètre exact au $\frac{1}{100}$ de degré; il faut s'assurer que le liquide a pris la température du bain et éviter les erreurs considérables que peut occasionner la chaleur dégagée par le courant. Enfin, dans la plupart des cas, les impuretés seront une cause de difficultés plus grandes encore. Aussi, pour la plupart des solutions, la conductibilité ne sera connue qu'à plusieurs millièmes près.

Liquides normaux. — Ils doivent remplir les conditions suivantes:

1° On doit pouvoir les reproduire, sans difficulté, toujours identiques;

2° Ils doivent constituer une échelle de conductibilités assez différentes pour se rapprocher des différentes conductibilités qu'on aura à mesurer;

3° On choisira de préférence les dissolutions qui présentent un maximum de conductibilité pour une concentration déterminée, de façon que les petites variations de la teneur, inévitables en pratique, n'aient qu'une influence insignifiante sur la conductibilité.

Les auteurs ont porté leur choix sur les dissolutions suivantes :

Acide sulfurique au maximum de conductibilité. — Ce maximum, pour la température de 18°, est :

$$x_{18} = 0,7398.$$

La dissolution a comme densité 1,223; elle correspond à 30,0 pour 100, ou 369 grammes par litre, ou 7,5 équivalent-grammes par litre.

La 3e décimale de la densité peut varier de 5 unités avant que la conductibilité varie de $\frac{1}{2}$ pour 1000.

Solution de $MgSO^4$ *au maximum de conductibilité*. — $x_{18} = 0,049226$.

— La dissolution a comme densité 1,190 ; elle correspond à 35 pour 100 de sel cristallisé, ou 424 grammes par litre (3,44 équivalent-grammes par litre).

La conductibilité diminue de $\frac{1}{5}$ pour 1000 seulement pour une variation de 3 unités de la 3e décimale de la densité.

Solution saturée de NaCl (sel pur du commerce). — Ce liquide sera très commode à employer ; à l'état de saturation, qui est très peu influencé par la température, cette solution a une conductibilité maximum :

$$x_{18} = 0{,}21605.$$

Il suffit donc de maintenir la dissolution en présence d'un excès de NaCl solide et de l'agiter avant de s'en servir. Les impuretés ordinaires de ce sel n'ont d'ailleurs pas d'influence notable sur la conductibilité.

Solution normale de KCl. — 74,555 grammes de sel dissous par litre à 18° ; densité, 1,04492 ; $x_{18} = 0{,}09822$.

Solutions étendues de KCl. — On étendra la solution normale précédente à $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{50}$, $\frac{1}{100}$ de sa teneur en volume.

$\frac{1}{10}$ normale	$x_{18} = 0{,}01119$
$\frac{1}{50}$ »	0,002397
$\frac{1}{100}$ »	0,001225

A une souillure de KCl par 1 pour 100 de NaCl correspond une diminution de la conductibilité de 0,6 pour 1000.

— Nous renvoyons le lecteur au mémoire original pour quelques autres solutions pouvant être utilisées comme liquides normaux (p. 451), ainsi que pour un tableau qui donne les valeurs des conductibilités des liquides normaux précédents pour toutes les températures comprises entre 0° et 36°, de degré en degré.

La suite du mémoire est consacrée à l'établissement de formules de correction permettant de calculer les véritables conductibilités d'après les déterminations antérieures.

En particulier, pour ce qui concerne les mesures de Kohlrausch et Grotrian (1874-1879), on pourra corriger leurs résultats en em-

ployant le nombre 10690 au lieu de 10630, pour la conductibilité du mercure à 0°.

H. Bagard.

W. JAEGER et K. KAHLE. — Die Grundlagen der electrischen Widerstandseinheit für die Physikalisch-Technische Reichsanstalt (Bases de l'unité de résistance électrique pour l'Institut impérial électrotechnique). — P. 457-485.

Dans ce mémoire, les auteurs exposent en détail les opérations qu'ils ont faites en vue d'établir des étalons de l'ohm : calibrage des tubes de verre, mesure de leurs longueurs et des masses de mercure qu'ils contiennent à 0°, calcul de leurs résistances électriques. Ensuite, il est question de copies de ces étalons sous forme de fils métalliques (manganine) et de leur comparaison aux étalons mêmes.

H. Bagard.

Rich. ABEGG. — Ueber die an verdünnten Lösungen ausgeführten Gefrierpunktbestimmungen und ihre Beziehungen zu den Theorien der Lösungen (Sur les déterminations des points de congélation des dissolutions étendues et leurs relations avec la théorie des dissolutions). — P. 486.

Cet article est une critique des divers travaux qui ont paru sur les déterminations des points de congélation des dissolutions étendues. La mesure à effectuer dans ces conditions est assurément délicate, et les erreurs d'expérience peuvent être de l'ordre des quantités à mesurer. M. Abegg cite deux causes d'erreurs, auxquelles on n'a peut-être pas toujours fait grande attention. La première est l'influence du mélange qui refroidit la dissolution ; la seconde est l'échauffement produit par l'agitation de cette dissolution : ces deux causes d'erreurs peuvent parfois se compenser, mais cela n'a pas lieu en général. C'est pour cela que les expériences de M. Jones doivent être considérées en grande partie comme non avenues ; celles de M. Loomis sont bien meilleures, parce qu'il s'est mis autant que possible à l'abri des perturbations produites par le bain de refroidissement. Parmi les meilleures déterminations, M. Abegg cite celles de M. Ponsot, les dernières de M. Raoult et les siennes propres.

Le mémoire se termine par une comparaison des résultats expérimentaux avec les conclusions de la théorie de la dissociation électrolytique de Van t'Hoff et d'Arrhenius.

Cet article est suivi de la nomenclature de tous les travaux importants publiés sur la question. L. Marchis.

Albert DAHMS. — Trennungswärmen in Lösungen, Gefrierpunktserniederigung, Löslichkeit (Chaleurs de décomposition dans des dissolutions, abaissement du point de congélation, solubilité). — P. 507.

L'auteur vérifie expérimentalement quelques formules établies par Van t'Hoff, Max Planck sur les abaissements des points de congélation des dissolutions étendues. L. Marchis.

O. WIEDEBURG. — Ueber nicht-umkehrbare Vorgänge. III. Die Stellung der Wärme zu den anderen Energieformen; Gesetze der specifischen Wärme (Sur les transformations non réversibles. III. Place de la chaleur dans la série des autres formes d'énergie; lois des chaleurs spécifiques). — P. 519.

L'auteur définit l'entropie et les chaleurs spécifiques en partant des principes généraux qu'il a posés dans des mémoires précédents.

L. Marchis.

A.-H. BUCHERER. — Ueber osmotischen Druck (Sur la pression osmotique). P. 549.

Démonstrations de formules connues sur la pression osmotique.

L. Marchis.

O. LUMMER et E. PRINGSHEIM. — Bestimmung des Verhältnissers der specifischen Wärmen einiger Gase (Détermination du rapport des chaleurs spécifiques de quelques gaz). — P. 555.

La détermination du rapport $\frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques A est fondée sur l'application de la formule de la détente adiabatique des gaz, formule exprimée en fonction des variables p et T.

Les températures de la masse gazeuse au début et à la fin d'une détente adiabatique sont mesurées au moyen d'un bolomètre : les pressions observées dans les mêmes conditions sont déterminées au moyen d'un manomètre à acide sulfurique. Les recherches ont porté sur l'air, l'oxygène, l'acide carbonique, l'hydrogène.

L. Marchis.

H. RUBENS et E. ASCHKINASS. — Beobachtungen über Absorption und Emission von Wasserdampf und Kohlensäure im ultrarothen Spectrum (Recherches sur l'absorption et l'émission de la vapeur d'eau et de l'acide carbonique dans l'infra-rouge). — P. 584-601.

Une première partie de ce travail contient des expériences faites avec les rayons de grande longueur d'onde ($\lambda = 24\mu$) obtenus par la méthode des réflexions successives (quatre miroirs de fluorine) décrite récemment par Rubens et Nichols.

Le gaz carbonique ne les absorbe pas plus que l'air : en revanche, un tube de 40 centimètres de long, plein de vapeur d'eau, ne laisse passer que 31 0/0 de ces radiations. Inversement, un tube plein de vapeur d'eau et la flamme d'un bec Bunsen émettent sensiblement de ces rayons.

L'absorption par la vapeur d'eau explique l'absence de ces rayons extrêmes dans le spectre solaire, où les auteurs les ont recherchés sans succès.

Dans la seconde partie de leur travail, MM. Rubens et Aschkinass ont étendu jusqu'à 20μ les mesures faites jusqu'à $\lambda = 9\mu$ par Paschen sur l'absorption de la vapeur d'eau et du gaz carbonique. Le spectroscope à miroirs renfermait un gros prisme de sylvine, et une pile thermoélectrique linéaire qui sera ultérieurement décrite, remplaçait le bolomètre.

Conformément aux résultats de Paschen, les auteurs trouvent que l'absorption par la *vapeur d'eau* décroît très vite entre 7μ et 9μ : elle reste faible entre 9μ et 11μ. Mais elle croît ensuite et devient presque complète pour 20μ. Dans cette région on remarque 6 maxima d'absorption dont les longueurs d'ondes sont 126μ ; 42,4 ; 13,4 ; 14,3 ; 15,7 ; 17,5.

Pour le gaz carbonique on observe seulement dans la nouvelle région étudiée une bande d'absorption (maximum $\lambda = 14,7\mu$), mais l'absorption est très énergique dans cette région : la faible quantité d'acide carbonique contenue dans l'air d'une salle peut exercer une influence sensible dans la détermination d'une courbe d'énergie spectrale.

MM. Rubens et Aschkinass ont étudié aussi les spectres d'émission des mêmes gaz. Ils sont surtout intenses dans les régions correspondant aux bandes d'absorption. Ainsi pour le gaz carbonique on retrouve des maxima coïncidant avec les bandes d'absorption de

Paschen, et un autre maximum d'intensité vers $\lambda = 14{,}1\mu$, correspondant à la bande précédente. Même remarque pour la vapeur d'eau dont ils étudient le spectre en admettant qu'il se confond avec celui de l'hydrogène brûlant dans l'air : les maxima de Paschen se retrouvent encore, mais non ceux qui correspondent aux six bandes d'absorption signalées plus haut. Les mesures d'émission sont d'ailleurs bien moins sûres ; la fente du spectroscope doit être prise trop large, et le prisme a une influence bien difficile à corriger.

Le spectre d'émission de la flamme d'un bec Bunsen renferme les maxima observés pour l'eau et le gaz carbonique.

A. COTTON.

H. RUBENS et E. ASCHKINASS. — Ueber die Durchlässigkeit einiger Flüssigkeiten für Wärmestrahlen von grosser Wellenläge (Sur la transparence de quelques liquides pour des rayons calorifiques de grande longueur d'onde). — P. 602-605.

Les auteurs, ayant observé dans le travail précédent l'absorption énergique que l'eau à l'état de vapeur exerce sur les radiations calorifiques dont la longueur d'onde est d'environ 24μ, ont examiné à ce point de vue l'eau elle-même et quelques autres liquides.

Les rayons se réfléchissaient sur un miroir formé par la surface d'un bain de mercure, que l'on recouvrait ensuite d'une couche de 5, puis 10 millimètres du liquide à étudier.

L'eau est très opaque ; l'alcool, le phénol (fondu) affaiblissent considérablement ces rayons. Mais le sulfure de carbone, la benzine et, à un degré moindre, le xylène sont plus transparents. Une couche de 5 millimètres de benzine laisse passer la moitié du faisceau : c'est de toutes les substances étudiées jusqu'ici la plus transparente pour ces rayons.

Les auteurs font remarquer la différence considérable de l'absorption de la benzine et du phénol : or ce dernier ne diffère de la benzine que par la substitution d'un hydroxyle à un atome d'oxygène.

Une autre remarque est que les substances transparentes pour ces rayons ont une constante diélectrique qui diffère peu de l'indice limite calculé par la formule de Cauchy.

A. COTTON.

E. WIEDEMANN et A. WEHNELT. — Ueber Lichtknoten in Cathoden Strählen bündeln unter dem Einflusse einer Magnetfeldes (Sur les nœuds lumineux dans les faisceaux de rayons cathodiques sous l'influence d'un champ magnétique). — P. 606.

M. Birkeland [1] avait montré qu'en rapprochant un pôle magnétique de la cathode d'un tube à vide les rayons cathodiques formaient de véritables foyers sur la paroi anticathodique pour une position convenable du pôle.

M. H. Poincaré, en admettant la théorie de l'émission, a démontré que, si l'on place un pôle d'aimant sur la normale à une cathode plane prise comme axe des z, et en face de cette cathode, un rayon quelconque émané de cette dernière décrit une ligne géodésique d'un cône de révolution dont le sommet est le pôle et dont une des génératrices est l'axe des z.

Si l'on prend comme cathode un disque circulaire et pour axe des z la normale au centre de ce disque, les rayons partis de la cathode à une distance f du centre rencontrent tous l'axe des z aux mêmes points et y forment de véritables foyers qui ne sont pas équidistants, mais dont les distances à la cathode et au pôle peuvent se calculer d'après la théorie de M. Poincaré [2].

Les auteurs remarquent, en outre, qu'avec des pressions décroissantes et des champs magnétiques de plus en plus faibles les foyers se déplacent vers le pôle. Ces conséquences de la théorie sont vérifiées, au point de vue qualitatif et quantitatif, à l'aide d'un long tube de Crookes, cylindrique, à cathode circulaire.

R. Swyngedauw.

F. AUERBACH. — Ueber Widerstandsverminderung durch electrische und durch akustische Schwingungen (Sur la diminution de résistance par les vibrations électriques et sonores). — P. 611.

La propriété des poussières métalliques, découverte par M. Branly et employée dans la télégraphie sans fils, de diminuer brusquement de résistance, et d'une façon très notable, sous l'influence des oscillations électriques, et de conserver cette faible valeur après leur action, a été soumise à peu d'études systématiques dans le but d'en trouver une explication. L'auteur soumettra à une étude systématique les

(1) Birkeland, *Arch. de Genève*, 1896, p. 497.
(2) H. Poincaré, *C. R.*, t. 123, p. 530, 1896.

diverses explications proposées; dans ce mémoire, partant de cette idée que le phénomène doit avoir une explication mécanique, il examine l'action des vibrations sonores sur le « coherer ».

Les vibrations sonores d'un diapason transmises au « coherer » par la table de résonance et même les vibrations de tuyaux d'orgue transmises par l'air diminuent la résistance de contact des corps métalliques d'une façon tout à fait comparable à l'action des vibrations électriques.

Ainsi la diminution de la résistance de contact de deux sphères sous l'influence des vibrations d'un diapason fortement attaqué est du même ordre de grandeur que celle provoquée par les vibrations électriques d'un excitateur de Righi placé à 20 centimètres du « coherer » et excité par une bobine donnant 15 centimètres d'étincelle.

La résistance est diminuée dans des proportions d'autant plus considérables que la valeur initiale est plus considérable.

R. Swyngedauw.

QUINCKE. — Ueber die Oberflachenspannung des reinern Goldes (Sur la tension superficielle de l'or pur). — P. 618.

La valeur de la tension trouvée par M. Heydweiller pour l'or est plus faible que celle trouvée par l'auteur, parce que ce dernier employait de l'or chimiquement pur, tandis que le métal sur lequel opérait M. Heydweiller ne contenait que 99,5 de métal pur.

F. DORN. — Zur Sichtbarkeit der Röntgenstrahlen (Sur la visibilité des rayons de Röntgen). — P. 620.

Certains physiologistes ont prétendu que la visibilité des rayons Röntgen annoncée par MM. Brander et Dorn était d'ordre subjectif (par un effet d'accommodation particulier) ou d'ordre électrique.

On réfute la première opinion en empêchant l'accommodation, par injection dans l'œil d'homatropine, et constatant que l'œil perçoit encore l'impression lumineuse.

On démontre ensuite que les étincelles électriques et les vibrations électriques n'influent pas sur le nerf optique, si la tête est recouverte d'un voile opaque pour les rayons lumineux.

R. Swyngedauw.

THE PHYSICAL REVIEW;

T. XXVIII à XXXII.

C.-D. CHILD. — The discharge of electrified bodies by the X-rays (Décharge par les rayons X des corps électrisés). — T. XXVIII, p. 193-212; et XXIX, p. 285-293.

Un condensateur chargé à un potentiel donné est déchargé par des rayons X envoyés entre ses deux armatures ; on fait varier la densité du gaz, la différence de potentiel initiale, l'intensité des rayons, et on étudie la vitesse de la décharge dans ces différents cas.

Un essai d'explication théorique des résultats obtenus est ensuite emprunté à la théorie de la dissociation des ions, telle qu'elle a été exprimée mathématiquement par Thomson et Rutherford. Soient n le nombre de particules conductrices dans l'unité de volume du gaz, q la vitesse avec laquelle elles sont créées par les rayons, αn^2 la vitesse avec laquelle elles disparaissent, indépendamment du passage du courant, i le courant à travers l'unité de section du gaz, l la distance des électrodes, ε la charge électrique d'une particule ; on a :

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \frac{i}{l\varepsilon},$$

et dans l'état permanent :

$$q - \alpha n^2 - \frac{i}{l\varepsilon} = 0.$$

Si E est la différence de potentiel entre les armatures, U la somme des vitesses des ions positifs et négatifs quand le gradient de potentiel, ou sa variation par centimètre est égal à 1, on a :

$$i = \frac{n\varepsilon UE}{l};$$

et la combinaison des deux équations précédentes donne :

$$i = \frac{-\frac{1}{l\varepsilon} + \sqrt{\frac{4\alpha q l^2}{\varepsilon^2 U^2 E^2} + \frac{1}{l^2\varepsilon^2}}}{2\frac{\alpha l^2}{\varepsilon^2 U^2 E^2}}.$$

Cette relation présente un certain accord avec les faits expérimentaux ; mais la principale incertitude réside dans l'irrégularité du flux de rayons X déterminé par les décharges de la bobine excitatrice.

B.-B. BRACKETT. — The effects of tension and quality of the metal upon the changes in lenght produced in iron wires by magnetization (Effets de la tension et de la qualité du métal sur l'allongement des fils de fer par aimantation). — T. XXIX, p. 258-284.

Les lois déjà indiquées du phénomène sont :

1° L'allongement est sensiblement proportionnel au carré de la force magnétisante ;

2° L'effet diminue à mesure que le fil est plus tendu ;

3° L'allongement est d'autant plus grand que le métal est plus doux.

Les deux dernières de ces lois sont soumises à des recherches expérimentales très soignées ; les allongements du fil à étudier sont amplifiés à l'aide d'un miroir tournant, et le pouvoir amplificateur du système est 25.000. Les conclusions de l'auteur sont :

Tout accroissement de l'induction magnétique tend à allonger un fil de fer, et cet allongement tend vers une limite. Au contraire, l'action propre du champ magnétisant est de produire un raccourcissement du fil, raccourcissement qui paraît croître indéfiniment avec le champ ; pour un champ de 200 à 300 C. G. S., il est sensiblement proportionnel à l'intensité du champ. La variation de longueur réellement observée résulte donc de la superposition de ces deux effets.

Enfin l'induction magnétique a pour effet de diminuer l'élasticité, le module de Young pouvant s'accroître de 1/2 0/0 pour les champs les plus intenses qui aient été employés (300 C. G. S. environ). Ces effets sont plus ou moins marqués suivant la qualité du métal, sans qu'il y ait cependant de différences bien systématiques.

Cette étude est précédée d'un exposé bibliographique très complet.

L. AUSTIN et C. THWING. — An experimental research on gravitational permeability (Influence du milieu intermédiaire sur l'attraction newtonienne). — T. XXIX, p. 294-300.

L'appareil utilisé est à peu près celui qui a servi à V. Boys pour de récentes recherches. Entre les deux sphères agissantes peuvent être interposés des écrans occupant le tiers de la distance qui les sépare, et constitués par différents milieux. Les conclusions sont : avec des écrans de plomb, zinc, mercure, eau, alcool ou glycérine, la variation de la force attractive est certainement moindre que 0,2 0/0. Elle est moindre que 1 0/0, si toutefois elle existe, avec un écran en fer.

I. STONE. — On the electrical resistance of thin films (Résistance électrique de lames minces). — T. XXX, p. 1-16.

Ont été expérimentées seulement des lames minces d'argent déposées sur verre. La résistance initiale de ces pellicules était toujours beaucoup plus grande que celle qu'on pouvait calculer d'après leurs dimensions.

Elle diminue avec le temps, souvent des $\frac{9}{10}$ de sa valeur, atteignant au bout de 200 à 400 heures une valeur à peu près fixe, mais toujours de beaucoup supérieure à la valeur calculée. On peut d'ailleurs hâter cet abaissement de résistance par l'action de la chaleur, des courants électriques ou des chocs, ce qui tend à prouver qu'elle est due à un tassement progressif de la couche métallique déposée.

E. ROSA. — An electric curve tracer (Enregistreur de courants). — T. XXX, p. 17-42.

Description d'un enregistreur de courants alternatifs, et étude des courbes obtenues avec cet instrument.

C. MATTHEWS. — On the methods of measuring mean horizontal candle-power (Mesure de l'intensité lumineuse horizontale moyenne). — T. XXX, p. 55-57.

L'auteur soumet à des vérifications expérimentales une méthode employée en Amérique pour les lampes à incandescence, et qui consiste à les animer d'un mouvement rapide de rotation autour de leur axe vertical, et à mesurer le pouvoir éclairant dans une direction unique. Les résultats obtenus sont identiques à ceux de l'ancienne méthode qui consiste à faire sur la lampe immobile des mesures dans différents azimuts.

T. EDMONDSON. — On the disruptive descharge in air and liquid dielectrics (Décharge disruptive dans l'air et les diélectriques liquides). — T. XXXI, p. 65-97.

Les différences de potentiel, correspondant aux décharges effectives dans l'air, sont mesurées à l'aide d'un électromètre absolu. Le potentiel V, exprimé en unités C. G. S., est relié aux distances explosives d en millimètres par la relation $V = ad + bd^2$; les constantes

a et *b* ont des valeurs différentes suivant le rayon des sphères entre lesquelles jaillit l'étincelle.

Diamètre des sphères	0cm,5	1	2	3
a	235,13	186,35	144,41	49,41
b	83,25	99,42	114,49	144,71

Dans les huiles isolantes on sait qu'il est impossible d'observer plusieurs étincelles consécutives, à cause de la traînée de charbon qui se forme le long de l'étincelle ; on place alors en dérivation sur la machine Wimshurst deux micromètres à étincelle, l'un fonctionnant dans l'air, l'autre dans le liquide isolant, et on détermine par comparaison les longueurs d'étincelles équivalentes dans les deux milieux.

Les résultats, moins réguliers que pour l'air, ont l'allure générale déjà connue. En prenant pour point de départ l'accroissement de potentiel qui correspond à une variation de distance explosive de 3 à 5 millimètres, on peut calculer la rigidité diélectrique du milieu. Pour l'air, cette rigidité serait comprise entre 28,5 et 36 kilovolts par centimètre (suivant le diamètre des sphères) ; pour les autres diélectriques elle aurait les valeurs suivantes, en kilovolts par centimètre :

Kérosène..................	112	Huile d'olive	51
Huile de paraffine	127	Huile de pied-de-bœuf	52
Huile de baleine naturelle..	60	Huile de castor............	104
— minérale (?)	69	Huile de lard..............	27
Huile de lin nouvelle.......	67	Térébenthine..............	70
— bouillie........	67	Xylol	49

Les mêmes diélectriques ont été soumis à des décharges alternatives fournies par un transformateur de fréquence 250. Les résultats obtenus sont très notablement différents de ceux fournis par la décharge électrostatique, et d'ailleurs assez peu réguliers ; ils sont, pour l'air, intermédiaires entre ceux obtenus par Steinmetz et Siemens.

C. WIND. — On the theory of magneto-optic phenomena (Sur la théorie des phénomènes magnéto-optiques). — T. XXX, p. 43-51 ; et t. XXXI, p. 98-113.

Il est impossible d'analyser ce long et important mémoire dont

une traduction française intégrale a déjà paru [1]. La théorie proposée est une modification de celle de Lorentz. Entre autres hypothèses, celles dont la signification physique peut être aisément déterminée sont :

1° La vitesse moyenne de déplacement est, en général, différente pour les cations et les anions ; cette hypothèse permet d'expliquer le phénomène de Hall.

2° Le phénomène de Kerr est renfermé dans le phénomène de Hall, mais cette idée n'est entièrement permise que si on attribue à la constante de Hall une signification complexe ; pour avoir une raison physique de cette complexité de la constante de Hall, il faut encore admettre que, dans un milieu quelconque, il y a en général des ions de deux sortes : les uns, considérés de préférence par M. Lorentz dans sa théorie, qu'on pourrait nommer les *ions diélectriques*, les autres, *les ions de conduction*, dont le mouvement provoque des forces qui, exercées par les particules pondérables environnantes, sont proportionnelles à la vitesse de ce mouvement.

S. BARNETT. — On the coefficient of absolute regidity of quartz fibers, and its time and temperature variation (Coefficient de rigidité absolue du quartz filé, et sa variation avec le temps et la température). — T. XXXI, p. 114-120.

Pour des fils assez gros, étirés à la main (diamètres compris entre 0,0052 et 0,0087), le coefficient de rigidité à 21° est compris entre $1,21 \times 10^{11}$ et $1,67 \times 10^{11}$. Pour des fils beaucoup plus fins, préparés dans le laboratoire de V. Boys, les valeurs de ce coefficient sont comprises entre $7,8 \times 10^{10}$ et $3,4 \times 10^{11}$. Il augmente avec la température, et le coefficient de variation est 0,000115.

A. CLARK. — On the specific inductive capacity of certain oils (Pouvoir inducteur spécifique de quelques huiles). — T. XXXI, p. 120-125.

Les déterminations sont effectuées par la méthode de Quincke (variation de pression d'une bulle d'air entre les deux plateaux d'un condensateur) :

Kérosène ordinaire	$n = 2,22$
Water white (Kérosène rectifié)	2,23

[1] *Archives néerlandaises*, série II, t. I, p. 119 ; 1897.

Xylol	$u = 2{,}34$
Benzol	2,38
Huile de paraffine	2,71
— pied-de-bœuf	3,22
— coton	3,88
— d'olive.	3,52

A. DUFF. — The attenuation of sound and the constant of radiation of air (Absorption du son et constante de refroidissement de l'air). — T. XXXII, p. 129-139.

Une fraction importante des ondes propagées par l'air est absorbée et convertie en chaleur. L'auteur cherche à évaluer cette quantité, pour des ondes sphériques, en tenant compte à la fois de la viscosité de l'air et des échanges de chaleur entre tranches voisines par conductibilité et par rayonnement. Il commence par écrire les équations de petites oscillations dans un milieu défini comme on vient de le dire ; il en déduit que le mouvement en un point quelconque est constitué par la superposition de deux vibrations harmoniques simples différant comme phase d'un quart de période. La vitesse à une distance r du centre d'ébranlement est de la forme :

$$V = \frac{\varepsilon^{-mr}}{r} \sin n \left(t - \frac{a}{r}\right),$$

et l'intensité, c'est-à-dire l'énergie cinétique contenue dans l'unité de volume de l'onde, est proportionnelle à $\frac{\varepsilon^{-2mr}}{r^2}$; le facteur d'amortissement m est la somme de trois termes dus à la viscosité, à la conductibilité et au rayonnement. Les deux premiers croissent rapidement avec la fréquence des vibrations, tandis que le troisième en est indépendant.

Une vérification expérimentale a été tentée en s'appuyant sur la proposition suivante : quand deux sons ont même hauteur et même timbre, l'intensité à partir de laquelle ils cessent d'être perçus par l'oreille est la même pour chacun d'eux.

Huit sifflets identiques étaient disposés parallèlement. Soit R la distance à laquelle on cesse d'entendre les huit sifflets vibrant simultanément, et r la distance à laquelle on cesse d'entendre deux d'entre eux. On doit avoir :

$$\frac{\varepsilon^{-2mR}}{\varepsilon^{-2mr}} + \frac{r^2}{R^2} = \frac{1}{4}.$$

ce qui détermine la valeur de m :

$$m = \frac{\log\left(2\frac{r}{R}\right)}{R - r}.$$

Cinq expériences ont donné en moyenne $m = 0{,}000042$. La part de cette grandeur attribuable à la viscosité de l'air est 0,0000050 et celle qui se rapporte à la conduction est 0,0000019; il reste donc 0,000035 pour la part du rayonnement qui se trouve ainsi être beaucoup plus forte que les autres, puisqu'elle agit 7 fois plus que la viscosité et 18 fois plus que la conductibilité.

Ces résultats se rapportent à un son dont la fréquence est de 7.000; mais, comme les effets de la viscosité et de la conductibilité sont proportionnels au carré de la fréquence, tandis que celui du rayonnement en est indépendant, il en résulte que, pour des sons de hauteur moyenne, l'influence de la viscosité et de la conductibilité est pratiquement nulle.

Il semble peu probable, d'après cela, que l'adoucissement des sons aigus à grande distance soit dû à l'absorption de leurs composantes aiguës ; il tient vraisemblablement à ce que, contenant une énergie initiale moindre que les autres, les sons aigus atteignent plus vite la limite de la perception par l'oreille.

Les résultats précédents permettent, en plus, d'évaluer la constante de rayonnement de l'air dans la formule du refroidissement de Newton appliqué à ce gaz. Cette constante doit être voisine de 8,3. Il en résulte qu'une masse d'air, ayant sur l'air environnant un excès donné de température, perd la moitié de cet excès en un douzième de seconde, si son volume demeure constant.

A. BRUERE. — On the polarization of light reflected from hard rubber (Polarisation par réflexion sur le caoutchouc durci). — T. XXXII, p. 140-152.

Cette polarisation est presque identique à celle qui se produit à la surface du verre. La polarisation est totale pour un angle d'incidence égal à 57°.

E. MERRITT. — A vacuum tube to illustrate slow diffusion of the residual gazes in high vacua (Sur la lente diffusion des gaz aux faibles pressions). — T. XXXII, p. 167-169.

On prend un tube en forme d'H dont la branche horizontale est formée d'un tube étroit de 20 centimètres de long et $0^{mm},5$ de dia-

mètre, séparant deux tubes verticaux de 15 millimètres de diamètre et 20 centimètres de long. L'un de ceux-ci étant relié à la trompe, il existe entre les deux tubes une différence de pression telle que l'un d'eux donnant les effets de fluorescence du tube de Crookes, l'autre montre, pendant longtemps encore, les stratifications des tubes de Geissler, qui caractérisent une pression beaucoup plus forte.

L. Houllevigue.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Wiedemann's Annalen;

T. LXV; n° 6, 1898.

H. Rubens et E. Aschkinass. — *Rayons résiduels (Reststrahlen) du sel gemme et de la sylvine*, p. 241.

H. Konen. — *Sur les spectres de l'iode*, p. 257.

J. Stark. — *Sur l'extension des liquides et sur des phénomènes connexes*, p. 287.

J. Stark. — *Sur le phénomène de Leidenfrost*, p. 306.

A. Heydweiller. — *Sur l'évaluation des constantes capillaires à l'aide de la hauteur des gouttes*, p. 311.

W. Hittorf. — *Sur les propriétés électromotrices du chrome*, p. 320.

Ph. Kohnstamm et E. Cohen. — *Études physico-chimiques sur l'élément normal de Weston*, p. 344.

F. Braun. — *Note sur la termophonie*, p. 358.

F. Braun. — *Sur l'émission lumineuse de certaines électrodes dans les électrolytes*, p. 361.

F. Braun. — *Un critérium pour reconnaître si une couche superficielle conductrice a une cohésion, et sur la tension de vapeur de telles couches*, p. 365.

F. Braun. — *Les rayons cathodiques sont-ils susceptibles de rotation unipolaire*, p. 368.

F. Braun. — *Réponse*, p. 372.

W. Duane. — *Sur les piles thermoelectriques électrolytiques*, p. 374.

H. du Bois. — *Sur l'action protectrice tangentielle qu'on a supposée aux écrans*, p. 403.

M. Lamrille. — *Sur les fentes ou réseaux électrodynamiques*, p. 408.

W. Kaufmann. — *Déviation magnétique des rayons cathodiques soumis à des actions électrostatiques*, p. 431.

W. Wien. — *Recherches sur la décharge électrique dans les gaz raréfiés*, p. 440.

L. Graetz. — *Recherches sur la polarisation des rayons de Röntgen*, p. 453.

F. Pockels. — *Évaluation de l'intensité maximum d'un courant de décharge par son effet magnétique*, p. 458.

E. Muller. — *Nouvelle pompe à mercure de Sprengel*, p. 476.

H. Hauswaldt. — *Sur un perfectionnement de l'interrupteur à mercure de Hofmeister*, p. 479.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES VOYELLES PAR LA PHOTOGRAPHIE DES FLAMMES MANOMÉTRIQUES ;

Par M. MARAGE.

La méthode est très simple : elle consiste à photographier sur une feuille de papier sensible, passant derrière un objectif, les flammes de Kœnig, vibrant sous l'influence de la parole.

Je m'occuperai uniquement des expériences que j'ai faites, sans y introduire la moindre hypothèse : je me contenterai d'examiner, comme tous les physiciens l'ont fait, les sept voyelles I, U, OU ; É, EU, O ; A.

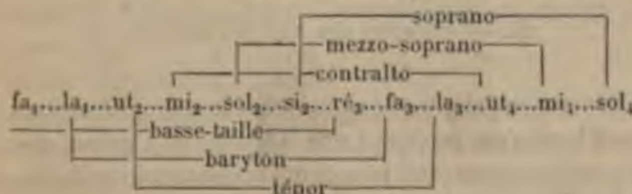
Définition. — On appelle *voyelles* des sons produits, dans l'intérieur des résonateurs supra-laryngiens, par une vibration aérienne de nature encore indéterminée.

Division. — Il faut distinguer deux sortes de voyelles : les voyelles *parlées* et les voyelles *chantées*.

Les premières sont émises sur certaines notes communes à tous les registres et très voisines de ut_3.

Les autres sont émises sur une note quelconque.

Tableau indiquant la portée assignée à chaque voix.



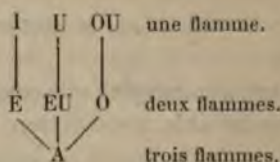
I. — VOYELLES PARLÉES.

A. — *Tracé des voyelles.*

DÉFINITION. — *Les voyelles parlées sont celles pour lesquelles la vocable prédomine sur la note ; elles ont un tracé caractéristique et sont formées principalement par le résonateur bucco-naso-pharyngien, accessoirement par les cordes vocales.*

Chacune de ces voyelles a une flamme caractéristique. I, U, OU, sont toujours caractérisées par un groupe de une flamme ; É, EU, O,

par un groupe de deux flammes ; A, par un groupe de trois flammes. Je puis donc établir la classification en : voyelles à une flamme, voyelles à deux flammes, voyelles à trois flammes.



Chacune de ces flammes correspond à une vibration double ; il s'agit de comparer ce premier résultat à ceux obtenus par les autres physiciens.

1° C'est la classification des voyelles admise par Helmholtz ;

2° Ma classification correspond aux tracés de Schneebeli ;

3° Mes résultats concordent également avec ceux que M. Guébhard a obtenus en étudiant les anneaux colorés sur la surface fraîchement nettoyée d'un mercure très impur ;

4° Ces résultats ne concordent pas avec ceux qu'a obtenus L. Hermann en se servant du phonographe ; j'ai expliqué, dans un autre travail, que cela tenait à des vibrations accessoires qui ont été introduites dans l'appareil.

B. — *Vocables des voyelles parlées.*

Étant donné que j'ai photographié chacune des vibrations qui se produisent lorsqu'on *prononce* une voyelle, il s'ensuit que, pour avoir la vocable, c'est-à-dire la note qui accompagne toujours chaque voyelle, il suffit de compter le nombre de flammes par seconde, ce qui était très facile. J'ai fait alors *prononcer* naturellement, *sans chanter*, successivement chaque voyelle par une voix de femme, soprano, et une voix d'homme, baryton.

La vocable est obtenue en additionnant toutes les flammes ; le nombre de groupes représente la note, de telle sorte que, pour A, voyelle à trois flammes, la vocable étant n, la note est $\frac{n}{3}$; pour É, EU, O, la vocable étant n', la note est $\frac{n'}{2}$; et pour I, U, OU, voyelles à une flamme, la note et la vocable se confondent.

J'ai obtenu ainsi les résultats suivants :

	VOIX D'HOMME				VOIX DE FEMME			
I	540	vs	ut_3	(522)	864	vs	la_3	(870)
U	648	vs	mi_3	(652)	972	vs	si_3	(978)
OU	648	vs	mi_3	(652)	972	vs	si_3	(978)
É	1080	vs	ut_4	(1044)	1080	vs	ut_4	(1044)
EU	962	vs	si_3	(978)	972	vs	si_3	(978)
O	972	vs	si_3	(978)	972	vs	si_3	(978)
A	1620	vs	la_4	(1740)	1944	vs	si_4	(1955)

Il est certain que, lorsqu'on a prononcé une des voyelles, on a émis la note correspondante, c'est-à-dire la vocable ; mais il est évident qu'avec une autre voix, ou une façon de prononcer différente, on aurait eu une autre vocable, se rapprochant, il est vrai, de la première ; si on se rappelle la définition que j'ai donnée plus haut, on comprendra que, la voyelle se formant dans la bouche, les cordes vocales y ont une part très accessoire ; dans un même pays, chacun prononce A à peu près de la même façon ; mais on pourrait, en faisant attention, prononcer A d'une façon différente, ce qui donnerait une autre vocable.

C. — *Combinaison des voyelles.*

Y a-t-il réellement sept voyelles fondamentales, à une, deux et trois flammes ; ou bien pourrait-on en réduire le nombre en les combinant entre elles ?

C'était une question intéressante à étudier.

J'ai combiné, au moyen d'un tube bi ou trifurqué, les voyelles à une, deux et trois flammes ; par exemple, devant le tube bifurqué de la capsule, je faisais prononcer en même temps par deux expérimentateurs la même voyelle ou deux voyelles différentes, et j'examinais la flamme ainsi obtenue.

Ou bien je prenais un tube trifurqué et, avec trois expérimentateurs, je combinais les voyelles trois à trois. Je suis ainsi arrivé aux résultats suivants :

Il semble n'y avoir que quatre voyelles fondamentales : I, U, OU, à une flamme, et A à trois flammes ; É, EU, O, sont formées par la combinaison de quatre autres, c'est-à-dire que l'on a :

A + I = É.
A + U = EU.
A + OU = O.

Pour le prouver, j'ai disposé l'expérience de la façon suivante : la flamme supérieure vibrait sous l'influence de A seul et donnait la flamme caractéristique de A ; la flamme inférieure vibrait sous l'influence de A + I, et j'ai ainsi obtenu la flamme caractéristique de É ; mais ce qu'il y a de particulier, c'est que l'on n'a pas :

A + I = É.
(3 + 1 = 4 = 2 + 2).

On a : 3 + (— 1) = 2

On a de même :

A + (— OU) = O.
A + (— U) = EU.

S'il est vrai que A + (— I) = É, on doit obtenir cette équation en remplaçant A, I et É par les vibrations correspondant aux vocables trouvées plus haut ; c'est ce que l'expérience vérifie exactement, aussi bien pour la voix d'homme que pour la voix de femme ; et cela est vrai même lorsque l'expérience a été faite à des moments différents et par des voix différentes, la voyelle étant toujours parlée.

VOIX D'HOMME	VOIX DE FEMME
A + (— I) = É.	A + (— I) = É.
1620 — 540 = 1080.	1944 — 864 = 1080.
A + (— U) = EU.	A + (— U) = EU.
1620 — 648 = 972.	1944 — 972 = 972.
A + (—OU) = O.	A + (—OU) = O.
1620 — 648 = 972.	1944 — 972 = 972.

Ce qu'il y a de curieux, c'est que Grassmann a émis la théorie suivante, cinq ans avant Helmholtz :

« Les voyelles I, U, OU sont simples et caractérisées par un seul harmonique dont la position change avec le son de l'émission (une flamme) [1].

« A serait accompagné d'une série nombreuse d'harmoniques presque égaux (trois flammes) ; les autres seraient le résultat de la superposition de A avec l'une des voyelles précédentes. »

O = A + OU.
EU = A + U.
É = A + I.

[1] *Wiedemann's Annalen*, t. I, p. 606.

Grassmann est arrivé à ces conclusions par de simples raisonnements, que l'on peut trouver à la page 616 de son mémoire.

II. — Voyelles chantées

Définition. — *Les voyelles chantées sont celles pour lesquelles la note prédomine sur la vocable ; pour la voix d'homme, le tracé ne se maintient que sur certaines notes ; pour la voix de femme (du moins dans mes expériences), il n'y a pas de tracé caractéristique, les vibrations ressemblent à celles d'un diapason. Les voyelles chantées sont formées principalement par les cordes vocales, et accessoirement par le résonateur bucco-naso-pharyngien.*

Nous allons examiner deux cas : la voix de l'homme et la voix de femme.

A. — *Voix d'homme.*

Première expérience. — On chante les voyelles successivement sur la même note, cette note étant celle qui semble la plus naturelle, et alors on obtient les résultats suivants :

1° I, U, OU présentent toutes cinq groupes de une flamme par $\frac{1}{54}$ de seconde, c'est-à-dire que la hauteur du son est de 540 vibrations (ut_3, 522) ; ce nombre se confond sensiblement avec la vocable trouvée précédemment, ce qui confirme la théorie de Grassmann ; É, O, chantées ensuite sur la même note ut_3, donnent cinq groupes de deux flammes par $\frac{1}{54}$ de seconde, ce qui correspond à 1 080 vibrations totales (ut_4, 1 044) très voisin de si_3, vocable admise.

Enfin A est caractérisé par cinq groupes de trois flammes, ce qui correspond à 1 620 vibrations totales (la_4, 1 740), nombre encore très voisin de la vocable de A.

On peut donner l'explication suivante :

On a chanté les voyelles successivement sur la même note ut_3, et si la note ut_3 est représentée par le nombre de groupes, on a eu toujours la même note ut_3 ; mais la vocable était perceptible :

ut_3 pour I, U, OU ;
si_3 pour É, O ;
la_4 pour A.

Et, dans ce cas, la note est représentée par le nombre de groupes, et la vocable par le nombre de flammes.

Deuxième expérience. — Il s'agit de voir maintenant ce que deviennent les voyelles quand on les chante sur une note aussi grave et aussi aiguë que possible.

I grave se maintient à une flamme ;
I aigu se maintient à une flamme ;
U grave devient à deux flammes (EU) ;
U aigu se maintient à une flamme ;
OU grave devient à deux flammes (O) ;
OU aigu se maintient à une flamme ;
È grave devient à une flamme (I) ;
É aigu se maintient à deux flammes ;
O grave se maintient à deux flammes ;
O aigu se maintient à deux flammes ;
A grave se maintient à trois flammes ;
A aigu devient à deux flammes.

Donc on peut dire que, pour la voix qui a fait l'expérience, I et O conviennent aux notes graves et aiguës ; U et OU conviennent aux notes aiguës et se transforment en EU et O dans les notes graves.

É se change en I dans les notes graves et se maintient dans les notes aiguës.

A passe à O dans les notes aiguës et se transforme dans les notes graves.

B. — *Voix de femme.*

Les flammes des voyelles chantées ne ressemblent en rien à celles des voyelles parlées ; nous avons alors des flammes toutes égales entre elles, également distantes les unes des autres, et il n'y a aucune différence entre la flamme de la_3, donnée par un diapason, et la flamme de la même note chantée sur une quelconque des voyelles. Que la voyelle soit chantée sur une note grave ou sur une note aiguë, il est impossible, au seul aspect de la flamme, de la distinguer, mais on retrouve toujours la note exacte.

Ces expériences conduisent à des conclusions curieuses :

1° Quand on a cherché, et c'est ce qu'ont fait tous les expérimentateurs, la vocable d'une voyelle chantée, il est impossible de la trouver, puisque, souvent, elle n'existe plus ; en effet, quand on chante, la note domine et la vocable n'est plus perceptible.

2° Quand on chante, ce sont les cordes vocales qui vibrent et qui ont le maximum d'influence, la forme de la cavité bucco-naso-pharyngienne est accessoire ; alors ce que l'on inscrit ce sont les vibrations des cordes.

3° Les orateurs parlent et on entend ce qu'ils disent, parce qu'ils lâchent la note et conservent leur vocable à eux, c'est-à-dire le tracé caractéristique de chaque voyelle ; au contraire, les chanteurs lâchent la vocable et conservent la note.

4° On chante faux lorsque la note émise est en discordance avec la vocable de la voyelle chantée ; et, suivant l'avis des professeurs de chant, et en particulier de M. Lefort, on peut dire: lorsqu'une voyelle est chantée sur une certaine note, si la note est fausse c'est que la voyelle est mal émise, c'est-à-dire que la vocable, qui est alors perçue, est en discordance avec la note ; mais, presque toujours, comme je viens de le dire, les chanteurs conservent la note et lâchent la vocable, c'est-à-dire prononcent mal.

SUR LA CONSTRUCTION ET L'UTILISATION DES CARTES MAGNÉTIQUES;

Par M. E. MATHIAS.

§ 1. — Une carte magnétique est la représentation, en fonction des coordonnées géographiques, des valeurs simultanées qu'affecte, à une certaine époque idéale, un des éléments du magnétisme terrestre en tous les points de la carte [1]. A cet effet, on joint par des lignes continues [2] les points pour lesquels l'élément magnétique considéré a la même valeur; on ne trace généralement que les lignes *isomagnétiques* correspondant à des valeurs équidistantes de l'élément auquel elles se rapportent.

De pareilles cartes sont assez malaisées à construire, parce que les nombreuses mesures absolues qu'elles supposent ne peuvent être faites que dans un espace de temps considérable, qui embrasse généralement plusieurs années, à cause de la nécessité de n'opérer que pendant la belle saison. Comment, de ces déterminations faites à des instants très différents, ramener les mesures à ce qu'elles seraient au

(1) Il s'agit, bien entendu, des points de la surface du sol. En ces points, le magnétisme terrestre, en tant que vecteur, exige pour être déterminé *trois* mesures indépendantes ; il s'ensuit que l'étude d'une région suppose au moins trois cartes magnétiques distinctes.

(2) Le magnétisme terrestre de la surface du sol n'est pas nécessairement une fonction *continue* des coordonnées géographiques. Comme il paraît l'être en beaucoup de points on peut, *a priori*, regarder les discontinuités comme étant l'exception.

premier janvier d'une certaine année[1]? La solution a été, sauf erreur de ma part, donnée par Lamont.

Supposons que la déclinaison D d'un lieu X ait été mesurée en temps de calme magnétique à une certaine heure moyenne exprimée en *temps local* de l'endroit X. Soit D′ la déclinaison en un certain observatoire magnétique A à la même heure, celle-ci étant évaluée en temps local de l'endroit A ; les déclinaisons D et D′ se correspondent, car l'expérience prouve que les courbes fournies par les enregistreurs de localités, même assez éloignées, ont pour ainsi dire des formes identiques, en temps de calme magnétique, si on les rapporte au temps local [2], ce qui paraît montrer que la chaleur solaire est la cause principale des variations diurnes du magnétisme terrestre.

Si donc les localités A et X ne sont pas tellement distantes que les amplitudes correspondantes des variations des éléments magnétiques soient très différentes, la différence D — D′ est sensiblement indépendante de l'instant du jour où l'on a opéré. Bien plus, l'expérience prouve que cette expression est une fonction assez lente du temps pour qu'en une année, par exemple, la variation en soit insensible et fort inférieure aux erreurs possibles d'observation. On peut donc, le plus souvent, admettre que la valeur de D — D′ est encore la même à la date uniforme à laquelle on rapporte la construction de la carte de la déclinaison, c'est-à-dire au 1er janvier de l'année qui a précédé ou suivi la mesure de D à l'endroit X.

Soit D'_0 la valeur moyenne de la déclinaison à l'observatoire magnétique A *pour ce premier janvier*, la déclinaison D_0 de l'endroit X pour cette même date idéale est donnée par :

$$(1) \qquad D_0 - D'_0 = D - D',$$

d'où :

$$(2) \qquad D_0 = D'_0 + (D - D').$$

(1) On appelle, par exemple, *déclinaison au premier janvier*, la moyenne générale de cet élément pendant deux espaces de temps égaux, situés l'un à la fin d'une année, l'autre au commencement de l'année suivante. Cette moyenne porte ordinairement sur les mois de décembre et de janvier, mais elle ne varie que de quantités insensibles si les espaces de temps égaux descendent de un mois à deux jours, par exemple.

(2) Voir le *Rapport de la Conférence météorologique internationale. — Réunion de Paris* (1896), p. 28.

Si les formes des courbes magnétiques rapportées au temps local sont sensiblement les mêmes pour deux localités éloignées, l'amplitude des variations est nettement une fonction croissante de la latitude géographique.

La formule (2) permet la construction de la carte magnétique pourvu que l'emploi de la relation (1) soit légitime. Si les mesures ont exigé plusieurs années, il peut y avoir nécessité de se préoccuper de la variation avec le temps de la différence (D — D').

§ 2. — Prenons une carte magnétique ordinaire, supposée faite avec soin; cette carte n'existe que *dans le passé* et pour la date idéale à laquelle on a ramené les éléments magnétiques qui y figurent. Il est permis de demander à cette carte de nous renseigner *exactement* sur la valeur qu'avait l'élément magnétique dont elle représente la distribution, la déclinaison, par exemple, en tel point X de la carte, à tel jour, telle heure, telle minute, ce jour appartenant à un *passé* postérieur ou même légèrement antérieur à la date de la carte. Les cartes magnétiques de la France telles que les a dressées M. Moureaux peuvent résoudre ce problème pratique avec une approximation suffisante.

Il faut alors s'adresser à l'Observatoire magnétique du Parc Saint-Maur et à celui de Perpignan pour avoir la déclinaison magnétique en ces points aux heures locales qui correspondent à celle de l'endroit X. Les différences entre ces déclinaisons et celles des mêmes observatoires au 1er janvier de l'année qui marque la date de la carte à laquelle on se rapporte donnent les *variations totales* du Parc et de Perpignan. Celle de l'endroit X se calcule en admettant que la variation totale varie proportionnellement à la latitude géographique; en ajoutant le résultat de ce calcul à la déclinaison de X lue sur la carte magnétique, on aura la déclinaison cherchée.

On procéderait de la même façon pour les autres éléments.

Ce qui précède montre comment, sans commettre d'erreurs notables, on peut utiliser une carte magnétique donnée un certain nombre d'années après sa publication. Cependant la manière de faire qui vient d'être exposée soulève quelques objections. En premier lieu, il n'est nullement démontré que les variations *séculaire* ou *totale* d'un endroit X soient des fonctions *linéaires* de sa latitude géographique et puissent se calculer par une règle de moyenne connaissant les variations, séculaires ou totales, correspondantes du Parc Saint-Maur et de Perpignan. L'obliquité des méridiens magnétiques par rapport aux méridiens géographiques permet, au contraire, d'affirmer que la règle précédente n'est pas rigoureuse; d'autre part, il est possible que la nature des couches profondes du sol influe sur la variation séculaire des éléments magnétiques de la sur-

face. Il suit de là qu'il serait imprudent d'étendre à toute la France, pendant un trop grand nombre d'années, l'application de cette règle qui paraît, au contraire, très naturelle lorsqu'il s'agit d'une petite région dans laquelle la composition de la croûte terrestre varie peu.

On peut éviter cette objection à la condition expresse de *faire périodiquement, dans toute l'étendue de la carte magnétique considérée, à des intervalles de temps convenablement éloignés et en des points convenablement choisis, des déterminations absolues des éléments magnétiques*, de manière à avoir la variation séculaire en fonction du temps et des coordonnées géographiques.

En ce qui concerne la carte magnétique de la France, qui vient d'être dressée avec tant de soins par M. Moureaux, il serait très simple et fort peu coûteux de mettre en pratique l'idée qui vient d'être émise. Il suffirait pour cela qu'une entente se fît entre l'observatoire magnétique du Parc Saint-Maur et les observatoires français possédant des boussoles de précision, de voyage ou autres. La France serait, par exemple, partagée en six régions d'égale étendue, et l'étude de chacune de ces régions serait dévolue à un observatoire. Dans chaque région, on choisirait vingt-cinq stations déjà étudiées par M. Moureaux et assujetties à la seule condition que les cent cinquante points ainsi obtenus fussent répartis uniformément sur toute la surface de la France. Chaque année, à la belle saison, les observatoires seraient tenus de faire des mesures précises des trois éléments magnétiques en cinq points de la région qui leur correspond, de façon que le cycle total fût parcouru en cinq années. De cinq ans en cinq ans on publierait officiellement la variation totale des différents éléments magnétiques pour les cent cinquante stations françaises, et la discussion des résultats montrerait à coup sûr si la variation totale (dans un espace de temps donné) peut se représenter par une fonction continue des coordonnées géographiques ou si la nature du sol amène des discontinuités. On verrait aussi, au bout de quelque temps, s'il y a lieu de réduire ou d'augmenter le nombre des stations étudiées tous les ans [1].

En opérant ainsi, on conserverait à la carte magnétique de la

---

[1] Ce qui précède montre que, pour la connaissance de plus en plus parfaite du magnétisme terrestre en France, il faut multiplier les stations de mesure et non les observatoires magnétiques, ceux du Parc Saint-Maur et de Perpignan suffisant à tous les besoins. On verra plus loin que, pour les cartes des régions peu étendues, un seul observatoire suffit.

France la précision qu'elle avait lors de sa publication ; mais cette conservation, pour ainsi dire indéfinie, n'irait pas sans quelques inconvénients : 1° elle entraînerait, avec le temps, des corrections de plus en plus considérables ; 2° elle empêcherait le perfectionnement de la carte, en supposant que le réseau primitif des mesures ait été agrandi et qu'un remaniement des lignes isomagnétiques fût devenu nécessaire.

§ 3. — Il faudra donc, de temps en temps, dresser de nouvelles cartes magnétiques de la France, toujours de plus en plus exactes. Ces cartes seront, pour la déclinaison en particulier, très différentes des cartes actuelles à cause de la grandeur de la variation séculaire de cet élément [1]. *Il serait désirable d'avoir une représentation beaucoup moins variable du magnétisme terrestre.* Supposons, en effet, qu'on arrive à une représentation telle que, pendant un grand nombre d'années, on puisse négliger le déplacement des lignes de la carte ; dans ces conditions, toutes les déterminations nouvelles des éléments magnétiques faites pendant cet intervalle de temps *pourront être reportées directement sur la carte* et servir à contrôler l'exactitude des lignes tracées ou à les modifier si elles sont légèrement inexactes. Ce serait là un grand avantage dont ne jouissent pas les cartes magnétiques actuelles.

On obtient, pour la déclinaison, une solution très satisfaisante du problème en représentant sur la carte magnétique non pas les lieux d'égale déclinaison D (au 1er janvier de la date de la carte), mais les lieux d'égale différence (D — D') entre la déclinaison D de l'endroit X au 1er janvier et la déclinaison correspondante D' d'un observatoire magnétique A. Soit X = Toulouse et A = Parc Saint-Maur ; d'après toutes les mesures faites à Toulouse, la différence D — D' ne varie par année que de — 0',25, alors que la déclinaison varie d'environ — 5'. Le déplacement des nouvelles lignes isomagnétiques est donc *vingt fois plus lent* que celui des isogones ordinaires. La composante horizontale et l'inclinaison variant beaucoup moins vite que la déclinaison, le bénéfice du nouveau mode de représentation est moindre pour ces deux éléments ; mais il est hors de doute qu'il est préférable de l'employer à la place de l'ancien ; tout ce qui a été dit pour les variations séculaires des éléments magnétiques s'applique

(1) Actuellement, en dix ans, les déclinaisons de tous les points de la France varient d'environ 50', les inclinaisons de 19 à 22', les composantes horizontales d'environ 3 unités du troisième ordre.

sans difficulté aux différences

$$D - D', \quad H - H', \quad I - I' \text{ [1]}.$$

Ce système est particulièrement applicable aux cartes régionales peu étendues, pour lesquelles les différences D — D', etc., tout en restant fonctions du temps, ne dépendent plus sensiblement des coordonnées géographiques dans toute l'étendue de la carte. Dans ces conditions, pour avoir la déclinaison d'un point X à un moment donné passé, on demandera à l'observatoire A (situé, par exemple, en dehors de la carte) la valeur de la déclinaison à l'heure locale de A, qui est égale à l'heure locale de X. Cette valeur, ajoutée au nombre algébrique fourni pour l'endroit X par la carte de la déclinaison et au produit de la variation séculaire de D — D' par le temps, exprimé en années, compris entre la date de la carte et le moment considéré, donnera la déclinaison cherchée.

Lors donc que l'observatoire A est quelconque, chaque élément magnétique est donné par la somme de trois termes dont les deux premiers sont bien connus ; le troisième seul est un peu incertain, mais il est extrêmement petit comparé aux deux autres. Si on a soin, comme j'en ai montré plus haut la nécessité, de déterminer périodiquement les éléments magnétiques en certains points situés aux limites de la carte, on pourra trouver des formules de plus en plus précises pour la variation séculaire des différences D — D', etc., en sorte que le troisième terme sera de mieux en mieux connu.

Si l'observatoire A se trouve au centre de la carte, les trois termes précédents se réduisent à deux, car le troisième terme, nécessairement nul toujours au centre de la carte, n'a pendant longtemps, aux limites mêmes de celle-ci, que des valeurs excessivement faibles. *La variation des lignes isomagnétiques en fonction du temps est alors la plus petite possible.*

Le seul inconvénient, qui est commun à tous les procédés d'utilisation des cartes magnétiques, est la nécessité absolue de recourir à l'observatoire magnétique auquel se rapporte la construction de la carte pour avoir le principal terme de l'élément désiré. Le calcul d'un élément ne saurait avoir de sens en un jour de perturbation

---

[1] Dont les variations séculaires sont les différences des variations séculaires de D, H, I, à l'endroit X, et des variations séculaires de D', H', I' à l'observatoire magnétique A.

magnétique. Or l'observatoire magnétique seul peut dire s'il y a eu perturbation au moment auquel se rapporte l'élément désiré; la nécessité d'avoir à lui écrire est donc une nécessité de fait inséparable de la précision à laquelle on veut arriver dans la connaissance des éléments magnétiques, et non un inconvénient gratuit du système de cartes que je préconise.

SUR L'ÉNERGIE DISSIPÉE DANS L'AIMANTATION ;

Par M. Ch. MAURAIN.

Cette question, et particulièrement l'étude de l'énergie dissipée dans un cycle rapide d'aimantation, présente un intérêt non seulement théorique, mais aussi pratique, puisque cette dissipation d'énergie constitue une des causes qui diminuent le rendement des transformations de l'énergie où entre en jeu l'électricité. On trouvera ailleurs l'exposé des expériences antérieures et de celles que j'ai faites moi-même à ce sujet ; je résumerai seulement ici mes propres expériences.

Dans l'étude de l'énergie dissipée dans un noyau soumis à un champ magnétique variable, il faut se préoccuper de l'action des courants induits ; ces courants interviennent de deux façons : d'une part, ils donnent lieu à un dégagement de chaleur qui s'ajoute à la quantité d'énergie dissipée dans la variation même de l'aimantation, de sorte que la quantité d'énergie mesurée dans le cas général est la somme de deux parties très difficiles à séparer ; d'autre part, l'action protectrice qu'ils exercent sur l'intérieur de la masse cause une diminution progressive du champ à partir de la surface et fait ainsi varier, dans de larges limites, l'énergie dissipée du fait de la variation de l'aimantation seulement.

Objet et disposition des expériences. — Je me suis proposé de comparer les quantités d'énergie mises en jeu dans des cycles d'aimantation correspondant à différentes vitesses de variation ; pour mettre en évidence le rôle des courants induits, j'ai employé des noyaux magnétiques de plus en plus divisés ; l'influence de ces courants se fait ainsi de moins en moins sentir, et les résultats obtenus tendent vers ceux qui correspondraient aux phénomènes magnétiques seuls.

La méthode employée est, avec quelques modifications, celle utilisée déjà par MM. Hopkinson ; le principe est de construire par points la courbe représentant les variations du flux d'induction en fonction du champ ; on obtient ainsi une courbe fermée dont l'aire représente l'énergie totale dépensée pendant une période.



Fig. 1.

Le noyau magnétique est en forme de tore ; une bobine enroulée sur le tore est parcourue par un courant alternatif ; un contact tournant permet de connaître à une phase quelconque la différence de potentiel qui existe entre les extrémités d'une résistance R sans self-induction faisant partie du circuit, ou entre celles de la bobine magnétisante ; la première est égale à Ri, i désignant l'intensité du courant à l'instant considéré, et la deuxième à $ri + \frac{d\varphi}{dt}$, r désignant la résistance de la bobine, et φ le flux d'induction total ; on peut ainsi connaître $\frac{d\varphi}{dt}$ et construire par points la courbe qui représente les variations de cette quantité en fonction de temps ; il suffit d'intégrer cette courbe pour avoir la valeur du flux d'induction à chaque instant. On construit alors la courbe définitive en portant en ordonnées les valeurs de φ et en abscisses celles du champ, ou, ce qui revient au même, puisqu'il s'agit seulement de comparaisons, celles du courant.

Les mesures précédentes étaient faites au moyen d'un électromètre à quadrants et d'un commutateur convenable ; en croisant les lectures, on peut arriver à éliminer différentes causes d'erreurs. Dans le circuit se trouve une deuxième résistance R′ sans self-induction, servant à mesurer, au moyen d'un autre électromètre, l'intensité efficace du courant alternatif, maintenue constante dans toutes les expériences.

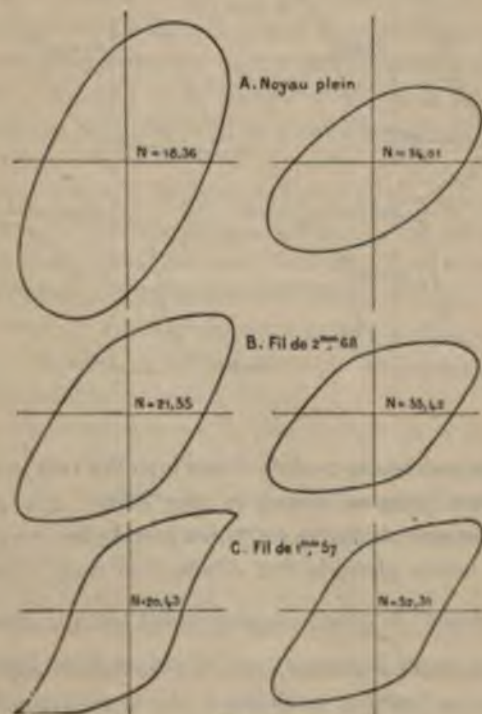


Fig. 2.

Résultats. — J'ai employé cinq noyaux magnétiques dont l'un était un tore plein à section circulaire, les autres étant constitués par des paquets de fils de fer ayant respectivement pour diamètre moyen $2^{mm},68$, — $1^{mm},57$ — $0^{mm},5$ et $0^{mm},2$; ces fils étaient noyés dans de la paraffine. Avec chacun de ces noyaux furent faites un certain nombre d'expériences correspondant à différentes fréquences (variant entre 18 et 60); j'indiquerai seulement les résultats généraux. Dans la *fig.* 1 sont réunies les courbes qui représentent pour chaque noyau la va-

riation de $\frac{d\varphi}{dt}$ dans l'expérience qui correspond à la plus basse fréquence, et dans les *fig.* 2 et 3 les courbes (φ, i) qui correspondent pour chaque noyau aux deux expériences faites avec les fréquences la plus basse et la plus élevée.

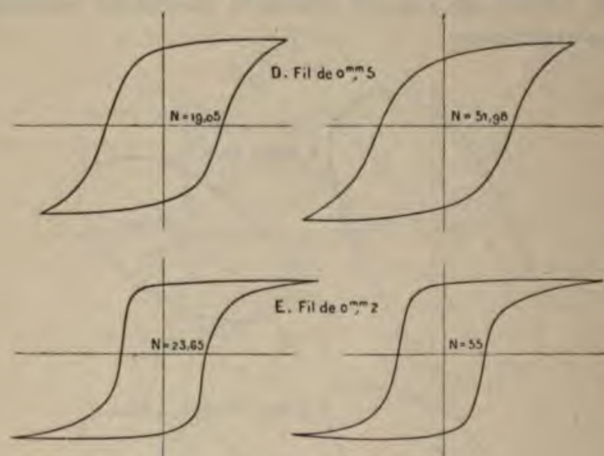


Fig. 3.

L'aspect des courbes se modifie d'une manière très nette lorsqu'on passe du noyau plein au noyau le plus divisé, ces modifications tenant à l'importance de moins en moins grande des courants induits. Ainsi, avec le noyau plein, le flux d'induction varie d'une manière à peu près uniforme ; la courbe représentant les variations de $\frac{d\varphi}{dt}$ ne présente aucun coude accentué, et la courbe fermée représentant les variations de φ en fonction du champ a une forme arrondie ; pour les noyaux très divisés, au contraire, la courbe $\frac{d\varphi}{dt}$ est déformée, et la courbe φ semble présenter les caractères de la courbe d'aimantation statique ; cependant le maximum du flux d'induction est toujours en retard sur celui du courant ; il en résulte que l'extrémité de la courbe n'est pas pointue comme celle d'une courbe d'aimantation statique (1)

(1) Dans une courbe d'aimantation statique, les maximum du courant et du flux coïncidant, on a pour le point correspondant $\frac{d\varphi}{dt} = 0$ et $\frac{di}{dt} = 0$, et par suite $\frac{d\varphi}{di}$ peut présenter une singularité en ce point.

(bien qu'elle le paraisse à l'échelle des *fig.* ci-jointes); je reviendrai plus loin sur l'étude de ce retard.

L'intensité des courants induits augmente avec la fréquence : de là les variations qui se produisent dans la forme des courbes correspondant pour un même noyau à différentes fréquences, variations qui sont nettes surtout avec le troisième noyau.

L'aire d'une des courbes fermées (φ, i) représente la somme de l'énergie dissipée dans l'aimantation et de la chaleur de Joule des courants induits produits dans le noyau. Les résultats sont les suivants : l'énergie totale diminue quand la fréquence croît pour les noyaux les plus compacts, et est indépendante de la fréquence pour les deux noyaux les plus divisés. Ces résultats peuvent s'interpréter ainsi : les courants induits exercent dans les noyaux compacts une action protectrice notable, augmentant avec la fréquence [1]; l'énergie dissipée dans les parties intérieures sera donc de plus en plus faible, d'où la diminution observée. Dans les noyaux très divisés, l'influence des courants induits devient à peu près nulle; il en résulte que l'énergie dissipée représente alors l'énergie dissipée du fait de l'aimantation seulement, et les résultats de l'expérience montrent qu'elle est indépendante de la fréquence.

La méthode employée permet de déterminer dans chaque expérience le maximum du flux d'induction : il varie d'une façon à peu près analogue à la variation de l'énergie dissipée, aucune relation simple n'apparaissant cependant entre les deux variations, ce qui tient à la complexité du rôle des courants induits.

Retard du flux d'induction sur le champ. — J'ai pu aborder aussi l'étude d'une question importante, celle du retard du flux d'induction sur le champ; dans toutes les expériences précédentes, le maximum du flux d'induction est en retard sur celui du courant; les zéros présentent également une différence de phase, mais ce deuxième retard se retrouve aussi dans les courbes d'aimantation statiques; j'ai déterminé dans chaque expérience ces deux retards; je parlerai seulement ici du premier, caractéristique des courbes dynamiques.

La position des maximum se détermine sur les courbes; celle du maximum du flux d'induction peut être fixée commodément, puisqu'il suffit de repérer les points où la courbe $\frac{d\varphi}{dt}$ coupe l'axe des x;

(1) On trouvera dans le mémoire indiqué un calcul permettant de se rendre compte de la façon dont cette protection varie avec le diamètre des fils.

celle des maximum du courant doit être déterminée sur la courbe elle-même, c'est-à-dire d'une manière moins précise. Les retards sont ainsi obtenus en fraction de la période; il est facile, connaissant la fréquence, d'en déduire les retards en temps.

Le retard en temps est d'autant plus grand que le noyau est plus compact, ce qui s'explique facilement par l'action des courants induits; en effet, le champ en un point d'un des fils présente sur le champ à la surface une différence de phase due à l'action des courants induits : le flux d'induction observé étant la somme des flux d'induction aux différents points de la section droite, le retard sera d'autant plus grand que les courants seront plus intenses.

Mais, de plus, ce retard existe encore dans le cas des noyaux très divisés, où les courants induits sont extrêmement réduits; il se trouve même, sans doute à cause de la différence des fers, qu'il est plus grand pour le noyau de fils de $0^{mm},2$ de diamètre que pour le noyau de fils de $0^{mm},5$. Il est de l'ordre de $\frac{1}{1000}$ de seconde. Il semble donc qu'on ait affaire là à un phénomène particulier, un retard de l'aimantation même sur le champ, indépendant de l'action des courants induits.

CHAMP AXIAL D'UNE BOBINE TRONC-CONIQUE ;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

Les bobines magnétisantes en forme de tronc de cône ont été employées par Gaugain, mais sans évaluation exacte du champ qu'elles produisent. Je me suis proposé de calculer ce champ, pour un objet que j'indiquerai tout à l'heure.

Soient (*fig.* 1) SP l'axe et MN la tranche de la bobine, contenant n_1 tours de fil par unité de longueur (comptée suivant MN); soient AA′ et BB′ deux spires consécutives. L'action de l'une d'elles au point P peut s'écrire :

$$df = 2\pi I \frac{r^2}{(r^2 + \delta^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Si on l'exprime à l'aide des angles α et β, et de l'angle $A'PB' = d\alpha$ considéré comme un infiniment petit, on trouve aisément :

$$df = \frac{2\pi n_1 I}{\cos\beta} \frac{\operatorname{tang}^2\beta \cos\alpha}{\operatorname{tang}\alpha + \operatorname{tang}\beta} d\alpha = 2\pi n_1 I \frac{\sin^2\alpha}{\sin(\alpha + \beta)} d\alpha,$$

expression qui donne par intégration, en désignant par α_1 et α_2 les deux angles NPS et MPS :

$$f = 2\pi n_1 I \left[\sin^2\beta \log \frac{\operatorname{tang} \frac{\alpha_1 + \beta}{2}}{\operatorname{tang} \frac{\alpha_2 + \beta}{2}} - \cos(\alpha_1 + \beta) + \cos(\alpha_2 + \beta) \right].$$

Cette valeur de f prend la forme connue

$$f = 2\pi n_1 I\,(\cos\alpha_2 - \cos\alpha_1),$$

quand on fait $\beta = 0$, c'est-à-dire quand on considère le cas du cylindre.



Fig. 1.

Au point S, sommet du cône, elle donne pour f une expression indéterminée, mais on peut lever cette indétermination et on trouve alors que le champ en S a pour expression :

$$f_s = 2\pi n_1 I \sin^2\beta \log \frac{SN}{SM} = 2\pi n_1 I \sin^2\beta \log \frac{R_1}{R_2}.$$

J'ai employé de semblables bobines tronc-coniques pour régulariser le champ axial intérieur d'une bobine cylindrique en la terminant par deux troncs de cônes de dimensions convenables. On a pris une bobine de longueur égale à dix fois son rayon ; les deux extrémités ont été effilées en tronc de cône sur une longueur égale à trois rayons, le rayon de la petite base valant les 3/4 du rayon du cylindre. L'angle β vaut alors 4° 45′. Les avantages de cette disposition sont visibles sur la *fig.* 2, qui représente en ordonnées les valeurs du champ axial pour la bobine cylindrique (courbe I) et pour la bobine

terminée par deux troncs de cône (courbe II). Les valeurs du multiplicateur M de $2\pi n_1 I$, calculées par la formule ci-dessus, sont :

Aux points de l'axe	O	A	B	C
Pour la bobine cylindrique.	1,962	1,939	1,825	0,995
— tronquée ..	2,0358	2,0336	1,9315	0,9600

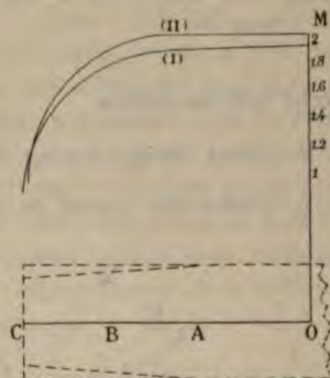


Fig. 2.

Donc on peut compter sur un champ axial invariable au millième près sur la partie OA de la bobine tronquée, tandis que sur la bobine primitive les variations du champ atteignent $\frac{11}{1000}$ pour la même longueur. La régularité du champ de la bobine est donc considérablement accrue sur les $\frac{4}{10}$ de sa longueur.

Pour faciliter l'enroulement du fil, il y a avantage à adoucir l'angle de raccordement des troncs de cône avec la partie cylindrique.

SUR L'ÉTAT PASSIF DU FER ET DE L'ACIER ;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

Quand on plonge dans de l'acide azotique de densité d, du fer ou de l'acier préalablement rendus passifs par l'acide concentré, il existe une certaine température t, d'un côté de laquelle la passivité est stable, tandis qu'elle est instable de l'autre côté, c'est-à-dire peut être détruite par le contact d'un fil de cuivre ou par le passage d'un

courant électrique. On peut appeler t la *température critique*. La courbe $F(d, t) = 0$ peut aisément être obtenue et est caractéristique de l'espèce de fer ou d'acier employé, ainsi que de son état de trempe ou de recuit. Laissant de côté pour le moment l'étude de ces courbes, je veux seulement appeler l'attention sur le fait suivant :

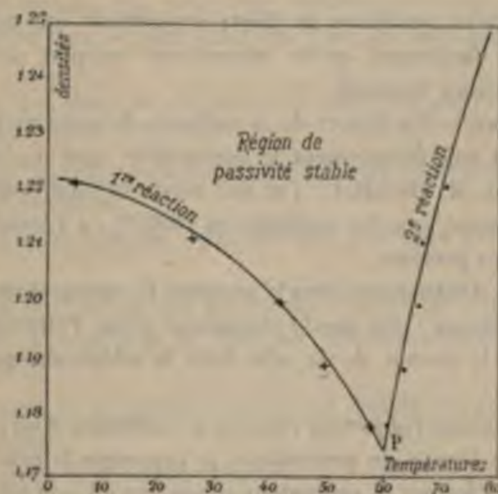


Fig. 1.

Dans des limites convenables de température on observe deux températures critiques t_1 et t_2 pour une même densité d, de telle sorte que l'état passif n'est stable qu'entre t_1 et t_2. J'ai représenté sur la *fig.* 1 les résultats, pris comme exemple entre plusieurs autres, obtenus avec de l'acier fin chauffé à 1100° et refroidi lentement [1]. On y voit nettement que l'état passif est stable seulement dans la région comprise entre les deux courbes qui se coupent au point P. Quant aux deux réactions par lesquelles cesse la passivité, elles sont différenciées ici par des moyens purement physiques, mais il est visible, sans analyse précise, qu'elles diffèrent nettement au point de vue chimique ; la deuxième réaction, effectuée à température plus élevée, donne dans le sein du liquide des vapeurs rutilantes, tandis que les bulles qui prennent naissance dans la première réaction au contact du métal sont incolores et formées sans doute de protoxyde et de bioxyde d'azote.

[1] d représente dans ces courbes la densité de l'acide à la température de 15°.

SUR LE RÉSONATEUR DE HERTZ ET LE CHAMP HERTZIEN ;

Par M. Albert TURPAIN [1].

I

Un résonateur circulaire de Hertz présentant une coupure fonctionne aussi facilement qu'un résonateur complet pour l'investigation du champ hertzien.

I. Méthodes. — En dehors de la méthode du micromètre employée en déplaçant soit directement le résonateur, soit un pont (moyen préconisé par M. Blondlot), j'ai fait servir la facile résonance d'un résonateur coupé, que j'ai signalée en 1895 [2], à l'établissement de méthodes plus précises.

1° Il suffit d'introduire dans la coupure le circuit d'une pile contenant un téléphone ; dès que le résonateur vibre, l'étincelle du micromètre ferme le circuit de la pile dans le téléphone qui fonctionne alors ;

2° Pour prévoir l'objection relative à l'entretien d'un courant auxiliaire dans le circuit du résonateur, je supprime la pile ; on se contente alors de fermer le résonateur coupé par un bon téléphone ;

3° Toute critique relative à la complexité de l'appareil investigateur tombe, si l'on rend le téléphone indépendant du résonateur. Il suffit de le faire servir à rendre perceptibles à l'ouïe les décharges qui se produisent au micromètre, ce à quoi l'on parvient en en recueillant le bruit à l'aide de très sensibles microphones. Le téléphone attelé au microphone fait alors entendre les oscillations électriques.

Outre leur commodité, ces dispositifs constituent des modes très délicats d'observation ; l'oreille, pour peu qu'elle soit éduquée, apprécie la gamme des intensités avec une distinction des nuances autrement délicate que n'arrive à le faire l'œil. Ils sont donc susceptibles de donner aux mesures une grande précision. De plus, l'étude comparative d'un champ par ces trois méthodes téléphoniques et par celles du micromètre en démontre la complète équivalence.

---

[1] Extrait des *C. R. de l'Acad. des Sciences*.
[2] *Sur les expériences de Hertz* (*Procès-verbaux de la Soc. des Sc. phys. et nat. de Bordeaux*, p. 53 ; avril 1895).

On peut remplacer le téléphone, dans le dispositif 1°, soit par une lampe à incandescence qui s'allume périodiquement (le procédé manque toutefois de sensibilité), soit par un galvanomètre apériodique sensible. On dispose alors d'un moyen d'observation très précis.

II. Analyse du champ. — Prenant l'axe des x parallèle à la ligne des centres de l'excitateur et l'axe des y dans la direction des fils qui concentrent le champ, j'ai recherché comment se comporte un résonateur circulaire dont le plan est situé dans les trois positions principales :

Position I (plan des xoz), Position II (plan des xoy), Position III (plan des yoz).

L'expérience indique l'existence de régions ventrales et nodales pour ces trois positions.

1° Les longueurs d'onde relatives aux positions I, II et III sont égales ;

2° Les ventres et les nœuds des positions II et III coïncident.

Les ventres et nœuds de la position I chevauchent sur ceux des positions II et III ;

3° Les ventres de la position I sont aux nœuds des positions II et III, et inversement.

III. Fonctionnement du résonateur. — A. *Résonateur complet.* — 1° Le fonctionnement du résonateur est indépendant de la direction suivant laquelle éclate l'étincelle au micromètre.

Dans chaque position principale on a placé successivement la coupure du micromètre dans toutes les situations possibles dans chaque plan :

Position I

Direction positive de l'axe des z ($\alpha = 0°$)	Direction négative des z ($\alpha = 180°$)
Direction positive de l'axe des x ($\alpha = 90°$)	Direction négative des x ($\alpha = 270°$)

Position II

Direction négative de l'axe des y ($\alpha = 0°$)	Direction positive des y ($\alpha = 180°$)
Direction positive de l'axe des x ($\alpha = 90°$)	Direction négative des x ($\alpha = 270°$)

Position III

Direction positive de l'axe des z ($\alpha = 0°$)	Direction négative des z ($\alpha = 180°$)
Direction positive de l'axe des y ($\alpha = 90°$)	Direction négative des y ($\alpha = 270°$

2° Il existe des azimuts d'extinction pour les positions I et III.

3° Il n'existe pas d'azimut d'extinction pour la position II.

Pour les positions I et III, aux ventres comme aux nœuds, le micro-

mètre placé soit à $\alpha = 90^\circ$, soit à $\alpha = 270^\circ$ ne donne aucune étincelle.

Pour la position II, aux ventres, le micromètre donne des étincelles de même ordre de grandeur dans tous les azimuts.

4° C'est la position du micromètre qui règle, dans ce cas (II, $\alpha = 0^\circ$ $\alpha = 180^\circ$), la position du ventre.

B. *Résonateur à coupure.* — La coupure est symétrique par rapport au diamètre passant par le micromètre, ou bien dissymétrique.

1° Un résonateur à coupure symétrique présente les mêmes azimuts d'extinction qu'un résonateur complet ;

2° L'azimut d'extinction ou de minimum d'effet d'un résonateur à coupure dissymétrique est tel que l'azimut d'extinction du résonateur complet passe par le milieu de la coupure ;

3° Les lectures des sections notables relatives à un résonateur coupé doivent être rapportées à la coupure.

On peut résumer ces énoncés ainsi :

Dans un résonateur coupé, la coupure joue le rôle que jouait le micromètre dans le résonateur complet.

4° La différence entre la demi-longueur d'onde d'un résonateur complet et la demi-longueur d'onde d'un résonateur à coupure de mêmes rayons est sensiblement égale à la longueur de la coupure :

$$\lambda - \lambda_c = 2c.$$

La différence entre les demi-longueurs d'onde relatives à deux résonateurs est égale à la différence de leurs longueurs :

$$\lambda - \lambda' = 2(L - L').$$

II

Que devient le double système de sections nodales et ventrales dont nous venons de reconnaître l'existence, lorsque change la nature du diélectrique au sein duquel se passent les phénomènes ? C'est pour répondre à cette question qu'ont été entreprises les expériences suivantes.

Pour garder à cette étude un caractère expérimental, j'ai opéré par une méthode directe.

Dispositif. — Un réservoir en bois, parallélipipède de 4 mètres de longueur sur 30 centimètres de largeur et 25 centimètres de profon-

deur, peut contenir 260 litres de liquide. Deux fils parallèles, issus de plaques avoisinant un excitateur hertzien, sont tendus à l'intérieur, au niveau de la section moyenne dans le sens de la longueur. Quatre résonateurs filiformes, rectangulaires, mesurant 45 centimètres, 56 centimètres, 90 centimètres et 120 centimètres, peuvent être commodément disposés dans les deux positions I et II. Les deux derniers ont été, vu leur longueur, contournés en deux spires rectangulaires. Le même micromètre s'adapte aux quatre résonateurs. Une cage de fils métalliques, entourant l'appareil dans le sens de la longueur, empêche la dissipation du champ à l'extérieur.

Le diélectrique choisi est une huile de pétrole présentant une complète homogénéité et une grande inaltérabilité, qui a été aimablement mise à ma disposition par M. Renous, directeur de la Station centrale d'Électricité de Bordeaux-les-Chartrons, où sont disposées ces expériences.

I. Champ dans l'air. — Les quatre résonateurs, étudiés dans l'air, au sein du réservoir, ont donné les résultats suivants :

	Résonateurs			
	α	β	γ	δ
Longueurs	46^{cm}	56^{cm}	90^{cm}	120^{cm}
$\frac{\lambda}{2}$(air)	74^{cm}	85^{cm}	143^{cm}	189^{cm}

Les deux premiers seuls suivent la loi énoncée ci-dessus :

$$2(L - L') = \lambda - \lambda';$$

la self-induction notable des deux derniers, due à leur forme, est la cause probable de l'exception qu'ils présentent relativement à cette loi.

II. Champ dans l'huile. — Les mesures dans l'huile, faites par la méthode du pont, en maintenant : 1° tout le résonateur, *sauf le micromètre*, dans l'huile ; 2° tout le résonateur, *y compris le micromètre*, dans l'huile, ont donné les résultats suivants (*a*, *h* indiquent que le micromètre dans l'air ou dans l'huile) :

	I, *a*	I, *h*	II, *a*	II, *h*	$\frac{\lambda}{2}$(air).
α..........	65^{cm}	73^{cm}	75^{cm}	86^{cm}	74^{cm}
β..........	71	80	85	95	85
γ..........	125	138	144	163	143
δ..........	163	186	190	211	189

Résultats. — Les mesures effectuées *en maintenant le micromètre dans l'air* permettent d'énoncer les lois suivantes :

1° *Les longueurs d'onde que décèle un même résonateur, maintenu dans la* position I, *au sein de l'air et au sein de l'huile, sont* différentes.

Elles sont moindres dans l'huile que dans l'air.

2° *Pour la* position II, *ces longueurs d'onde sont* égales *dans l'air et dans l'huile.*

Les mesures relatives au résonateur plongé dans l'huile, ainsi que le micromètre, sont notablement supérieures aux précédentes. Une expérience complémentaire prouve que cela est dû à la perturbation micrométrique, inégale dans l'air et dans l'huile. Cette expérience consiste à déterminer les longueurs d'onde que donne, dans l'air, chaque résonateur dont le micromètre plonge dans un godet qu'on remplit ou non d'huile. Les différences trouvées sont très sensiblement égales à celles que l'on extrait du précédent Tableau.

Une expérience met d'ailleurs hors de doute l'influence de la nature du diélectrique relativement aux longueurs d'onde de la position I et sa non-influence sur celles de la position II. En faisant varier le niveau du liquide dans le réservoir, on constate que la longueur d'onde que décèle un résonateur dans la position I demeure constamment celle qu'il mesure dans l'air, *tant que les fils ne baignent pas dans l'huile*, mais que cette longueur d'onde *saute brusquement* à la valeur qu'elle affecte pour l'huile, dès que les fils qui concentrent le champ baignent dans l'huile. Ce saut brusque accompagne toujours l'immersion ou l'émersion des fils. Au contraire, un résonateur, disposé dans la position II, ne manifeste dans ce cas aucune différence, conformément aux expériences antérieures de M. Blondlot (¹) avec l'huile de ricin.

Les résultats de cette étude conduisent à énoncer les deux lois *expérimentales* suivantes :

1° *Les longueurs d'onde que décèle un résonateur maintenu dans la* position I varient *avec la nature du diélectrique au sein duquel se produisent les phénomènes ;*

2° *Celles décelées dans la* position II sont indépendantes *de la nature du diélectrique duquel elles sont mesurées.*

(¹) *Comptes Rendus*, t. CXXVI, 31 janvier 1898.

J. BURKE. — On the change of Absorption produced by Fluorescence (Sur la variation d'absorption produite par la fluorescence). — *Proceedings of the R. S.*, 61.

La quantité de lumière venant d'un objet fluorescent B et transmise à travers un autre objet A fait d'une matière fluorescente est différente suivant que A est lui-même fluorescent ou non. Cela est surtout marqué avec le verre d'uranium. Plusieurs séries d'expériences montrent que la valeur moyenne de la fraction de lumière transmise par A est de 0,47, quand cet objet est fluorescent, de 0,79 quand il ne l'est pas.

A. GALLOTTI.

V. SCHAFFERS. — L'excitation spontanée dans les machines électrostatiques. *Revue des Questions scientifiques*, Bruxelles, av. 1897.

On a cherché à expliquer l'amorçage spontané des machines auto-excitatrices au moyen de l'existence de charges résiduelles restant dans certains organes de la machine. M. Mosart a invoqué la différence de potentiel au contact des métaux différents. Ces explications doivent être rejetées, si on remarque que, d'une part, une machine de Wimshurst qu'on vient de construire s'amorce d'elle-même dans l'atelier où on la fait tourner pour la première fois, et que, d'autre part, on a pu construire des machines auto-excitatrices avec un seul métal [1].

M. Shaffers pense, comme beaucoup de physiciens, que l'excitation doit provenir des frottements des balais sur les secteurs, mais en admettant ces deux principes qu'il a vérifiés par l'expérience : 1° un conducteur non isolé, porté dans le champ d'un inducteur, prend, en même temps que la charge attirée par l'inducteur, une charge momentanée plus faible à l'extrémité opposée ; 2° les signes des charges développées par le frottement des deux corps peuvent être changés si le frottement se fait dans le champ d'un inducteur dont l'influence tendrait à les charger ainsi.

Ces principes sont ensuite appliqués pour l'explication détaillée de l'auto-excitation des machines de Voss et de Wimshurst.

A. GALLOTTI.

---

[1] TOEPLER, *Pogg. Ann.*, 1866, p. 197.

M. TŒPLER. — Ueber elektrische Gleitfunken von ausserordentlicher Länge (Sur des étincelles électriques de glissement de très grande longueur). — *Isis*, Dresde, 1897, 1er fasc.

Une puissante machine d'induction de Tœpler a ses deux conducteurs en communication avec les armatures de deux fortes batteries. Les autres armatures sont en relation avec un transformateur dont les fils vont aboutir à la surface d'une lame de verre dont l'autre face est recouverte de tain. Des étincelles se produisent en glissant le long du verre entre ces deux fils sur une longueur qui peut atteindre $1^m,87$.

A. GALLOTTI.

Q. MAJORANA. — Sulla riproduzione del diamante (Sur la reproduction du diamant). — *Rend. d. R. Acc. dei Lincei*, 15 août 1897.

Pour transformer le charbon en diamant il faut, comme l'a montré M. Moissan, le soumettre à une forte pression et le porter à une température élevée. M. Majorana y est arrivé par une méthode nouvelle. Il place un morceau de charbon de sucre dans un double arc électrique et le comprime ensuite brusquement à une très haute pression. Pour cela, le charbon tombe dans une cavité où pénètre un morceau d'acier, fixé à un piston mobile dans un cylindre à parois très résistantes contenant une poudre explosive. Sa combustion, déterminée par un courant, refoule le morceau d'acier dans la cavité où le charbon est très fortement comprimé.

M. Majorana a ainsi obtenu de petits cristaux de diamant analogues à ceux de M. Moissan.

A. GALLOTTI.

H. EBERT et M. W. HOFFMANN. — Ueber ein Voltmeter für effektive Wechselstromspannungen (Sur un voltmètre pour mesurer la tension des courants alternatifs. — *Zeitsch. für Instrumentenkunde*, janvier 1898.

Ce voltmètre a le même principe que celui de V. Bjerknes [1] : une lame mince d'aluminium est suspendue par un fil métallique entre deux plaques de laiton verticales et parallèles formant con-

(1) *Wied. Ann.*, XLVIII, 594 ; 1893.

densateur et en relation avec le courant à étudier. La lame d'aluminium tend à se mettre parallèlement aux lignes de force du champ ainsi créé. Un miroir indique la position qu'elle prend.

Dans le voltmètre de Bjerknes, la position d'équilibre au repos était donnée par le fil métallique. MM. Ebert et Hoffmann ont fixé à la plaque d'aluminium, par un prolongement de celle-ci, un petit aimant horizontal qui oscille en même temps qu'elle, mais assez loin du condensateur. Soit par l'influence du champ terrestre, soit par celle d'un aimant horizontal plus puissant placé sous l'appareil et qu'on peut tourner dans différents sens et écarter plus ou moins du premier, on modifie à volonté la position de repos de la plaque d'aluminium et la sensibilité de l'appareil.

A. Gallotti.

GALILEO FERRARIS. — Teoria geometrica dei campi vettoriali come introduzione allo studio della elettricità, del magnetismo, ecc. (Théorie géométrique des champs vectoriels, pour servir d'introduction à l'étude de l'électricité, du magnétisme, etc.). — *Mem. della Acc. r. dell. sc. di Torino*, II, XLVII, 96-97.

Ce mémoire, retrouvé sans titre dans les papiers de l'auteur et publié par l'Académie de Turin, est un exposé mathématique, simple, quoique très complet, des propriétés des vecteurs applicables à la physique. L'auteur semble s'y être inspiré d'un ouvrage de Maxwell (*Treatise on Electricity and Magnetism*, London, 1873) et de deux autres plus récents de O. Heaviside (*Electromagnetic Theory*, London, 1893, spécialement vol. I, chap. III) et de A. Föppl (*Einführung in die Maxwell'sche Theorie der Elektricität* (Leipzig, 1894). Consulter aussi sur le même sujet *Geometrie der Wirbelfelder*, du même (Leipzig, 1897).

C'était, dans la pensée de son auteur, le premier volume d'un traité complet d'électrotechnique.

A. Gallotti.

Giuseppe DEI MARCHESI DE LUCA. — Che cosa e la temperatura dei corpi ed il calorico che la produce (Ce que c'est que la température des corps et le calorique qui la produit). — Molfetta, 1897.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e série, t. XLV; avril 1898.

F.-S.-SPIERS, F. TROYMAN et W.-L. WATERS. — Variations in the Electromotive Force of the H form of Clark Cells with temperature (Variations avec la température de la force électromotrice des piles de Clark, forme en H). — P. 288.

La méthode employée pour étudier ces variations est celle du potentiomètre. Un courant constant, fourni par des piles Muirhead, mesuré par une balance centiampère de lord Kelvin (balance plusieurs fois comparée au voltamètre à argent), traverse un fil de manganèse, et son intensité est réglée de manière à ce que 1 centimètre de ce fil corresponde à $0^{volt},0001$. La pile à étudier était placée dans une enceinte à plusieurs enveloppes, munie d'un régulateur qui pouvait maintenir la température constante à $0^{\circ},01$. Pour opérer à différentes températures, on employait une circulation d'huile ; quand la variation de température était de 1° en huit minutes, la différence maxima entre deux points du bain était $0^{\circ},2$; pour 1° en quinze minutes on n'observait pas de différence.

Les valeurs trouvées pour la force électromotrice à chaque température pendant l'échauffement sont un peu supérieures à celles trouvées pendant le refroidissement. Cette divergence, due au retard avec lequel la pile prend la température de l'enceinte, diminue avec la vitesse d'échauffement ou de refroidissement ; elle est moindre avec la pile en H qu'avec le modèle B. T. Cela tient sans doute à ce que le changement de température produit des variations de densité dans la solution de sulfate de zinc, et que l'amalgame de zinc étant au fond dans la forme en H est toujours en contact avec une solution saturée. La pile à cristaux du professeur Callendar et la pile Carhart sont aussi, pour de sérieuses variations de température, préférables à la forme B. T. Mais avec la pile à cristaux de M. Callendar, sauf dans le type renversé, un peu de zinc peut tomber dans le mercure, et la pile Carhart présente de sérieux inconvénients : une erreur de quelques dixièmes de degré sur la température à laquelle les solutions sont saturées, entraîne une erreur de plusieurs dix-millièmes de volt sur la force électromotrice, et, chaque fois qu'un courant passe à travers la pile, du zinc se dissout et la concentration augmente, fait qui a une importance particulière quand les piles sont employées avec des condensateurs. M. DUFOUR.

C. CHREE. — Notes on Thermometry (Notes sur la Thermométrie). — P. 299.

Ces notes, communiquées par le Comité de l'Observatoire de Kew, ont pour but de combler, dans la littérature scientifique anglaise, une lacune relative à la thermométrie de précision. Les premiers chapitres ont pour titres : Échelle naturelle d'un thermomètre idéal, — Propriétés du verre réel, — Dépression du zéro, — Relations expérimentales à différentes températures entre les différentes échelles, — *Retard* du thermomètre, — Points de congélation et d'ébullition de l'eau, — Calibrage, — Corrections de pression interne et externe, — Colonne émergente. La matière de ces chapitres est puisée dans « l'admirable ouvrage » de M. Guillaume, dans les publications du *Bureau international* et dans celles du *Phys. tech. Reichsanstalt de Charlottenbourg*. M. Chree se place d'ailleurs à un point de vue indépendant et termine par des considérations sur les méthodes généralement employées en Angleterre.

La méthode de Welsh consiste à comparer à un étalon le thermomètre, non pas dans son état final, mais dans un état préliminaire, quand il contient une plus grande quantité de mercure. Welsh, ayant imaginé cette méthode dans un but tout pratique, avait surtout en vue le cas d'un thermomètre étudié entre 42° F. et 82° F., auquel on enlevait ensuite une quantité de mercure correspondant à 130° F. Les résultats s'appliquaient alors à l'intervalle 172° — 212° F., intéressant pour les observations hypsométriques. M. Chree généralise la méthode et montre que, pour l'appliquer, le constructeur doit faire une échelle dont les divisions sont un peu plus courtes que celles qui conviendraient à la quantité de mercure initiale; cette extension pour des thermomètres de grande course serait très incertaine.

Les thermomètres en *verre dur* vérifiés au *Bureau international* permettent de déterminer les températures avec une approximation de ± 0°,002 C.; les tables de corrections qui les accompagnent en augmentent le prix, et, pour obtenir ce degré de précision, il faut prendre des précautions minutieuses. Cette précision n'est pas toujours nécessaire : avec les thermomètres en *verre anglais*, en les plaçant verticalement pour éviter la correction de pression interne, on peut obtenir des indications s'accordant à 0°,1 près avec celles du thermomètre à hydrogène. Mais ces thermomètres, même bien construits et bien calibrés, ont encore les défauts suivants : 1° Les

lectures dans la glace correspondant à une immersion indéfiniment prolongée ne sont pas pratiquement réalisables, et les lectures ordinaires dans la glace, étant affectées dans une certaine mesure par la température antérieure, ne sont pas pratiquement comparables ; 2° On ne peut éviter les corrections de pression externe quand la variation de pression dépasse 3 1/2 pouces de mercure, ce qui peut arriver quand on plonge le thermomètre dans des liquides denses ; 3° A moins d'être fréquemment soumis à des cycles de température assez grands, un thermomètre exposé à une température très supérieure à 120° F. peut être influencé pour des jours ou des semaines ; 4° On ne peut répondre d'une exactitude supérieure à 0°,1 au point de vue de la comparaison avec le thermomètre à hydrogène ou à azote, même dans l'intervalle de 22° F. à 212° F. ; 5° Les verres sont de nature trop variable ou ont subi des traitements trop différents pour que l'usage d'une table générale de réduction à une échelle-étalon puisse être rendu pratique.

M. Dufour.

Thomas PRESTON. — Radiation Phenomena in the Magnetic Field (Influence d'un champ magnétique sur l'émission de radiations). — P. 325.

M. Preston a étudié le phénomène de Zeeman en analysant la lumière émise par une étincelle d'induction jaillissant entre deux pointes métalliques placées entre les deux pôles d'un électro-aimant, au moyen d'un réseau de Rowland de 7 mètres de rayon et de 576 traits par millimètre, muni d'une chambre noire où l'on pouvait placer une plaque de 50 centimètres de long et de 6 centimètres de large.

On pouvait soit observer le spectre à l'œil muni d'un oculaire, soit le photographier.

Avec une étincelle entre cadmium et zinc, M. Preston a vu directement, sans interposition de nicol, les phénomènes suivants :

Vues dans la direction des lignes de force, les radiations 4800, 4678 (Cd), 4811, 4722, 4680 (Zn) sont dédoublées.

Vues normalement aux lignes de force, les radiations 4678 (Cd), 4680 (Zn) forment un triplet, les raies 4722 (Zn), 4800 (Zd) montrent un quadruplet, avec la lumière concentrée sur les raies extérieures ; d'autres montrent un doublet que l'interposition d'un nicol ne rend pas plus net. Enfin à l'œil on observe certains détails qui échappent à la photographie ; dans certains doublets, chaque raie serait com-

posée de deux raies voisines, et dans certains triplets chaque raie serait formée aussi de deux raies donnant finalement un sextuplet. La raie D_2 du sodium donnerait ainsi un sextuplet, et la raie D_1 le double doublet.

M. Preston croit que le champ magnétique donne, dans tous les cas, un triplet modifié ensuite par des actions secondaires. La source de lumière peut produire, par exemple, sur une ou plusieurs composantes du triplet, un renversement ou une absorption plus ou moins complète. Autre explication : Chaque radiation première étant complexe, ainsi qu'il résulte des travaux de M. Michelson, il peut arriver que les triplets produits par les diverses raies constitutives de la radiation ne se superposent pas ou que, se superposant, une composante de l'un se trouve en opposition de phase avec une composante de l'autre et interfère par suite avec elle.

Enfin, fait remarquer M. Preston, il n'y a aucune raison, au point de vue théorique, pour que toutes les raies spectrales vues normalement aux lignes de forces donnent un triplet, car cela exige que la liberté de vibration soit la même dans toutes les directions.

M. Preston a été amené à étudier le spectre du fer, substance magnétique à la température ordinaire, il est vrai, qui ne lui a donné aucune particularité. Il en a été de même du spectre des gaz.

Mesures. — D'après la théorie de Lorentz, on doit avoir :

$$\frac{\delta T}{T^2} = \frac{e}{m}\frac{H}{2\pi} \qquad \text{ou} \qquad \frac{\delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{e}{m}\frac{H}{2\pi V};$$

λ = longueur d'onde, V = vitesse de la lumière, e = charge de l'ion de masse m. Les résultats que donne M. Preston ne s'accordent pas avec cette loi.

Champ magnétique 20000 C. G. S. environ	Cadmium λ	Cadmium : Distance entre les raies extérieures du triplet en $\frac{1}{100}$ de millimètre	Zinc λ	Zinc : Distance en $\frac{1}{100}$ de millimètre
sur la plaque 1^{mm} = 2,6 unités Angström	5.086	29	4.810	29
	4.800	41	4.722	39
	4.678	43,5	4.680	43
	4.413	23	4.058	18
	3.613	17	3.683	17
	3.610	17		

Appendice. — M. Preston cite un passage d'un mémoire de M. Fie-

vez (¹) qui montre, d'après lui, que M. Fievez avait bien observé l'élargissement d'une raie spectrale sous l'influence d'un champ magnétique.

E. Perreau.

Carl KINSLEY. — Determination of the Frequency of Alternating Currents (Détermination de la fréquence des courants alternatifs). — P. 339.

Un téléphone récepteur installé dans un circuit que parcourent des courants alternatifs donne une note fondamentale, dont le nombre de vibrations par seconde est égal à la fréquence du courant; cette note est renforcée, si on place le téléphone devant l'extrémité ouverte d'un tube dont la longueur est convenablement réglée à l'aide d'un piston mobile. La longueur d'onde λ est donnée en fonction du diamètre d du tube et de la longueur l qui correspond au renforcement par la relation

$$l = \frac{1}{4}\lambda - 0,41d,$$

et la fréquence du courant est:

$$n = \frac{V}{\lambda}.$$

V désigne la vitesse du son. Dans le cas où le courant n'est pas rigoureusement sinusoïdal, on peut de même chercher à renforcer les harmoniques. Une relation entre la self-induction et la capacité du circuit donne parfois une prédominance particulière à l'un des harmoniques; il y a alors avantage à user de cette note pour l'étude des courants alternatifs. Si on connaît les fréquences de plusieurs harmoniques, en cherchant leur plus grand commun diviseur, on obtiendra la fréquence du son fondamental, et on saura alors le rang de ces harmoniques. M. Kinsley a dressé des tables numériques qui facilitent les applications. Il recommande l'emploi d'un tube de laiton étiré et d'un piston sec; la période propre du diaphragme des téléphones est trop haute pour affecter d'une manière sensible les harmoniques du courant alternatif. Enfin M. Kinsley présente quelques remarques relatives à la détermination de la vitesse du son.

M. Dufour.

(¹) *Bulletin de l'Académie royale de Belgique*, 3ᵉ série, t. IX, p. 331; 1895.

MICHELSON. — Radiation in a Magnetic Field (Radiation dans un champ magnétique). — P. 348.

M. Michelson résume ainsi les lois du phénomène :

A

1° Toutes les raies spectrales sont triplées quand les variations sont émises dans un champ magnétique ;

2° La séparation est proportionnelle à l'intensité du champ et est approximativement la même pour toutes les couleurs et pour toutes les substances ;

3° Vues dans un plan normal au champ magnétique, les raies extérieures sont polarisées parallèlement au champ, et la raie centrale perpendiculairement au champ ;

4° Vues dans la direction du champ, la raie centrale disparaît, tandis que les raies extérieures sont polarisées circulaires, la composante de plus courte longueur d'onde dans le sens du courant magnétisant, l'autre en sens inverse.

Michelson ajoute maintenant les lois suivantes :

B

1° La « raie centrale » est un triplet symétrique, la distance entre les composantes étant le quart de celle des « raies extérieures », donc proportionnelle à l'intensité du champ ;

2° L'intensité relative des composantes varie suivant les diverses substances et suivant les diverses raies de la même substance et, par conséquent, le groupe peut paraître simple, double ou triple ;

3° Les « raies extérieures » sont dissymétriques, mais symétriquement placées par rapport à la « raie centrale ». La distance entre les composantes est d'ordinaire un quart de celle qui existe entre les « raies extérieures », mais, dans quelques cas, d'un sixième seulement ;

4° L'intensité des composantes varie suivant les diverses raies spectrales, et ces variations ne correspondent pas toujours à celle de la raie centrale. Les groupes extérieurs peuvent, en conséquence, apparaître comme des raies simples, doubles ou triples. La disposition des expériences est la suivante :

S, source de lumière, est un chalumeau avec un globule de la substance à examiner dans la flamme, ou un tube à vide placé

d'ordinaire dans une étuve de métal de forme convenable pour pouvoir approcher le tube aussi près que possible des pièces polaires de l'électro-aimant.

La lumière émise par S est dispersée par deux prismes de sulfure de carbone, et la radiation à examiner est isolée au moyen d'une fente. La lumière entre ensuite dans un réfractomètre interférentiel où elle est analysée par la méthode bien connue de la visibilité des franges d'interférence, appliquée déjà par M. Michelson à l'étude de la composition des raies spectrales.

E. Perreau.

Charles GODFREY. — On Discontinuities connected with the Propagation of Wave-Motion along a Periodically Loaded String (Sur les discontinuités se rattachant à la propagation d'un mouvement vibratoire le long d'un ressort portant des charges distribuées périodiquement). — P. 356.

Étude mathématique du mouvement de ce système qui présente des discontinuités remarquables. L'auteur résume les résultats en les traduisant dans la terminologie de l'optique : La lumière passe de l'éther libre dans un corps à structure périodique ; elle en traverse une grande épaisseur, puis est analysée au spectroscope, et le spectre présente des bandes d'absorption.

Les bords inférieurs des bandes sont rangés harmoniquement, et chaque bande, estompée à son bord inférieur, se termine brusquement à son bord supérieur. La largeur des bandes diminue quand on remonte vers les fréquences croissantes. Leurs bords inférieurs correspondent aux périodes propres des espaces intermoléculaires.

M. Dufour.

R.-A. LEHFELDT. — A numerical Evaluation of the Absolute Scale of Temperature (Une évaluation numérique de l'échelle absolue des températures). — P. 363.

Le but de ce travail est d'appeler l'attention sur la question et de mettre en œuvre, à ce point de vue, les résultats récents obtenus par M. Chappuis dans ses travaux sur les gaz. Le problème comprend deux parties : 1° fixer la valeur de 0° C. dans l'échelle absolue (on n'a pas fait là-dessus de progrès essentiel depuis les recherches de Thomson et Joule) ; 2° comparer l'échelle absolue à une échelle pratique quelconque.

M. Lehfeldt établit d'abord la relation

$$K_p - K_v = \left(p - \frac{K_p \epsilon p}{v}\right)\frac{\partial_p v}{\partial t}, \qquad (1)$$

où K_p et K_v sont les chaleurs spécifiques d'un gaz, et ϵ la variation de température correspondant à une variation de pression égale à 1 dans les expériences de Joule et de Thomson. Puis, suivant un raisonnement analogue, en substance, à celui de Boltzmann, il arrive à l'équation différentielle

$$\frac{\delta T}{T} = -\frac{\left(\frac{\partial_v p}{\partial t}\right)^2 \frac{\partial_t v}{\partial p}}{K_p - K_v}\,\delta t.$$

Cette équation, transformée à l'aide de la relation (1) et intégrée, donne

$$\log T = \frac{1}{1 - \frac{K_p \epsilon}{v}} \log p + C^{te}.$$

En supposant ϵ petit et variant très peu avec la température, ainsi que $K_p \epsilon$, on peut écrire alors :

$$\log\left(1 + \frac{100}{T_0}\right) = \frac{1}{1 - K_p \frac{\epsilon}{v}} \log \frac{p_{100}}{p_0} = \frac{1}{1 - K_p \frac{\epsilon}{v}} \log(1 + 100\,\beta),$$

ou :

$$\frac{1}{T_0} = \beta\left(1 + hK_p \frac{\epsilon}{v}\right), \qquad (2)$$

en posant :

$$h = 1{,}163.$$

La formule (2) montre que le coefficient d'augmentation de pression β varie linéairement avec la densité $\rho = v$; par suite, si on admet la *forme* des résultats trouvés par Joule et Thomson, la valeur numérique du changement de température sera connue en fonction de $\frac{d\beta}{d\rho}$, qu'on peut déterminer par l'expérience, mais ces valeurs diffèrent de celles trouvées par Joule et Thomson.

L'application de la formule conduit M. Lehfeldt aux résultats suivants :

1° La température absolue du point de fusion de la glace est probablement 273 à 0°,1 près ;

2° Les divergences entre les échelles des différents gaz sont bien représentées par la théorie ; mais il n'est actuellement pas possible de ramener les températures à l'échelle absolue avec autant d'exactitude qu'à l'échelle du thermomètre à mercure, ou à l'échelle normale du Comité international ;

3° Pour réaliser ce degré d'exactitude et pour fixer la valeur de T_0 à 0°,05 près, ce qui semble possible, il est nécessaire : 1° de mesurer le coefficient de pression de l'air comme M. Chappuis l'a fait pour l'hydrogène, l'azote, l'acide carbonique, et d'étendre les expériences jusqu'à des pressions initiales de 25 centimètres de mercure ; 2° de déterminer à nouveau la variation de température correspondant à l'expansion libre des gaz *purs* (hydrogène, azote, acide carbonique), en cherchant spécialement si l'effet de refroidissement est rigoureusement proportionnel à la différence de pression, et comment il varie avec la température, les expériences sur l'hydrogène étant les plus importantes.

M. Dufour.



WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXIV, n° 4 ; 1898.

M. ABRAMCZYK. — Ueber die Wärmeemission des Steinsalzes (Sur l'émission calorifique du sel gemme). — P. 626-654.

Magnus avait montré que le sel gemme, si transparent pour la plupart des rayons calorifiques, absorbe notablement les radiations émises en petite quantité par une plaque chaude de la même substance. Mais il avait observé que le *coefficient* d'absorption diminue à mesure que l'épaisseur augmente, comme si le sel gemme était transparent pour certaines des radiations émises. A la suite de ces observations, Magnus s'était demandé si le spectre calorifique ainsi émis ne ressemblerait pas au spectre d'émission du sel marin volatilisé et ne contiendrait pas dans l'infra-rouge une raie monochromatique.

Cette hypothèse a conduit M. Abramczyk à reprendre, après Magnus et Baur, cette étude difficile de l'émission du sel gemme.

I. — On trouvera dans le mémoire une description minutieuse des appareils employés. Le bolomètre de Lummer et Kurlbaum est employé et a reçu quelques perfectionnements ; on observe au galva-

nomètre les impulsions initiales, des expériences ayant montré que cette méthode est correcte. Les plaques de sel gemme dont on observe l'émission sont chauffées doucement, pour éviter leur rupture, dans un courant d'air chaud; pour cela, on les place au-dessus d'une plaque métallique chauffée par un brûleur. On interpose à volonté les lames absorbantes placées dans une enceinte métallique contenant le bolomètre ; cette enceinte est fermée autant que possible pour diminuer l'effet sur le bolomètre des courants d'air, qui rendent cependant souvent les mesures impossibles.

II. *Résultats.* — 1° La chaleur émise se compose d'une partie qui traverse bien le sel gemme, et d'une autre absorbée. Ceci est conforme aux observations de Magnus ;

2° Les radiations de la première catégorie doivent être produites par les *inclusions* microscopiques qui pénètrent la masse du cristal, et qui sont probablement formées d'eau salée, dont l'émission est notable. En effet, l'auteur a étudié la chaleur émise par une plaque renfermant une inclusion artificielle pleine d'une petite quantité d'eau salée ; elle traverse mieux le sel gemme qu'auparavant ;

3° En diminuant autant que possible (1 millimètre) l'épaisseur de la plaque chaude, on obtient des radiations qui paraissent dues presque uniquement au chlorure de sodium lui-même et dont le coefficient d'absorption par le sel gemme ne change pas notablement avec l'épaisseur.

Ce coefficient d'absorption augmente quand l'excès de température de la source chaude diminue ;

4° Les radiations propres au sel gemme ne sont pas monochromatiques ; en effet des mesures d'absorption produite par des plaques de diverses épaisseurs on peut déduire le pouvoir réflecteur. Or ce pouvoir réflecteur dépend de la température de la source chaude, qui influe, par conséquent, sur la nature des radiations émises ;

5° L'auteur a préparé des plaques de sel fondu, en chauffant du chlorure de sodium pur dans une capsule de platine et refroidissant brusquement. La chaleur émise par ces plaques est bien plus grande que celle émise par le sel gemme, et traverse *mieux* le sel gemme *cristallisé*. Ce résultat est surprenant et ne semble pas concorder avec l'interprétation des faits précédents ; l'auteur reviendra sur ce point.

A. Cotton.

G. KUMMEL. — Die Ueberführungszahlen von Zn-und Cd-Salzen in sehr verdünnten Lösungen (Nombres de transport des sels de zinc et de cadmium dans les dissolutions très étendues). — P. 655-679.

Les sels de Zn et de Cd donnent généralement des ions complexes en dissolution, de sorte que la dissociation n'est complète que pour une dilution très grande. Les nombres de transport relatifs à ces sels ont été déterminés par Hittorf et Bein ; mais ces physiciens n'ont pas étudié de solution plus étendue que la solution 0,05 normale.

Les mesures de M. Kümmel ont porté sur des solutions très étendues.

Il a constaté que, dans le cas de sels haloïdes de Zn et de Cd, les nombres de transport atteignent leurs valeurs limites pour une dilution comprise entre 0,01 et 0,002 des solutions normales.

Pour les sulfates de ces deux métaux, au contraire, les nombres de transport varient encore dans ces limites de la dilution, ce qui indique que ces solutions contiennent encore des ions complexes.

L'auteur a vérifié la concordance de ces nombres de transport obtenus par la méthode ordinaire d'analyse chimique avec ceux qu'on déduit d'une autre méthode basée sur la mesure des forces électromotrices de piles de concentration établies avec les solutions étudiées. Cette dernière méthode se distingue de la méthode analytique par une grande simplicité ; malheureusement elle ne peut être appliquée que dans les cas assez rares où l'électrolyse n'est pas accompagnée d'actions secondaires.

Au cours de ces recherches, M. Kümmel a trouvé l'explication du fait suivant, déjà observé par plusieurs physiciens :

Quand on électrolyse une solution quelque peu étendue d'un sel de Zn ou de Cd, on obtient à la cathode, en majeure partie, de l'hydrogène et l'hydroxyde Zn (OH)² ou Cd (OH)². Or l'auteur a constaté que la qualité de l'eau distillée de la solution joue un rôle important dans ce phénomène.

La formation de l'hydroxyde est, en effet, plus ou moins rapide, suivant que l'eau distillée employée a séjourné plus ou moins longtemps dans des vases de verre. Dans le cas de sels haloïdes il n'y a pas précipitation d'hydroxyde avec l'eau distillée très récemment ; mais il suffit, pour provoquer la même réaction, d'ajouter une goutte ou deux d'une solution alcaline. C'est donc à la dissolution du verre

dans l'eau qu'il faut attribuer, pour une grande part au moins, le phénomène observé.

Pour les solutions très étendues, à partir de la solution 0,01 normale, il faut, pour éviter la formation de l'hydroxyde, non seulement employer de l'eau fraichement distillée, mais encore éviter la présence de l'oxygène dissous qui, surtout avec des électrodes particulières, comme celles de Pt ou de Ni, facilite cette réaction.

Dans tous les cas, la formation de l'hydroxyde et le dégagement d'hydrogène ne sauraient être attribués à une électrolyse de l'eau, et la masse du métal précipité soit pur, soit à l'état d'hydroxyde, est d'accord avec la loi de Faraday.

Dans le cas des dissolutions de sulfates, la qualité de l'eau distillée et l'oxygène dissous ont aussi une grande influence ; mais jamais on n'obtient la précipitation du métal pur, quelques précautions qu'on prenne. Le métal déposé est mélangé à de gros flocons blancs dans lesquels l'analyse révèle une masse très considérable d'acide sulfurique.

Or c'est un fait bien connu que, lorsqu'on abandonne une dissolution de $ZnSO^4$ en contact avec du Zn métallique, ou mieux encore avec du Zn amalgamé, il se forme un sel basique. Il en résulte que la masse totale de Zn qu'on trouve à la cathode est plus grande que celle qui correspond à la loi de Faraday. L'anode est d'ailleurs aussi le siège d'un phénomène du même genre. M. Kümmel a tenu compte de ces actions secondaires dans ses calculs.

H. BAGARD.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Ueber einige zweckmässige Abänderungen am Quadrantelectrometer (Sur quelques modifications opportunes de l'électromètre à quadrants). — P. 680-684.

Les auteurs décrivent un modèle d'électromètre à quadrants disposé de façon qu'on puisse régler séparément l'amortissement, l'installation de l'aiguille à l'intérieur des quadrants, le système de suspension. Ils emploient du sodium pour la dessiccation de la cage.

L'amortisseur consiste en un disque circulaire horizontal plongeant dans un mélange d'huile de paraffine et d'huile de pétrole. On peut modifier l'amortissement en changeant la proportion de ces liquides dans le mélange.

H. BAGARD.

J. BERGMANN. — Zur Bestimmung der Dauer electrischer Schwingungen von grossen Perioden (Sur la détermination de la durée des vibrations électriques de longue période). — P. 685.

Long mémoire ne rappelant que des résultats connus, tels que la théorie de la décharge de W. Thomson et détermination d'une période par une méthode inférieure à celle que l'on connaissait déjà.

R. Swyngedauw.

G.-C. SCHMIDT. — Ueber die Beziehung zwischen Fluorescenz und Actino-electricität (Sur la relation entre la fluorescence et l'actino-électricité). — P. 708-724.

I. — E. Wiedemann et Schmidt expliquent les phénomènes lumineux de la fluorescence et de la phosphorescence en admettant qu'ils sont corrélatifs de la recombinaison d'*ions* séparés lors de l'excitation. On peut alors se demander si la propriété actino-électrique, c'est-à-dire la déperdition de l'électricité négative produite par les radiations, ne s'expliquerait pas de même par la présence des ions libres.

Tel a été le point de départ des recherches de M. Schmidt. Il a fait de nombreuses observations sur cette déperdition négative. Le plus souvent il employait le procédé de mesures consistant à relier à un électromètre le corps à étudier, placé entre une toile métallique chargée (batterie de mille petits accumulateurs Zehnder) et une enceinte au sol. Les radiations actives proviennent d'une lampe à arc, dont les variations sont malheureusement un obstacle sérieux pour les mesures, et traversent une lentille de quartz.

L'étude des solutions de *fuchsine* a montré que les solutions dans l'eau sont actino-électriques, tandis que celles dans l'alcool éthylique, l'alcool amylique et l'acétone sont insensibles. De plus, la vitesse de décharge varie à peu près, pour les solutions aqueuses, comme la racine carrée de la dilution ; de sorte que, dans ce cas, la sensibilité actino-électrique varierait comme le nombre des ions libres.

Mais le violet de méthyle, de constitution pourtant si voisine, ne donne pas les mêmes résultats ; les solutions alcooliques sont sensibles (un peu moins toutefois que les solutions aqueuses). D'autres couleurs d'aniline et l'éosine donnent aussi des résultats contraires à la théorie de l'ionisation ; ainsi l'addition de sels, de bases ou d'acides à l'éosine, qui modifie l'ionisation, n'agit pas notablement

sur la sensibilité actino-électrique. De plus, la fluorescence et la propriété actino-électrique ne sont pas toujours observées à la fois ; l'auteur conclut qu'il ne semble pas y avoir de relation simple entre l'ionisation, la fluorescence et l'actino-électricité.

II. — Dans une seconde partie de son travail, l'auteur étudie la déperdition actinique produite par des sels à l'état solide. Avec de faibles potentiels de charge on observe que certains corps sont actifs et d'autres indifférents; mais, avec de hauts potentiels, on trouve que *tous les corps* absorbant la lumière ultra-violette présentent le phénomène de la déperdition négative.

L'uranium, le thorium et leurs composés font exception à cette règle. Ces corps dissipent, à l'obscurité, les charges électriques [1], et de la même manière, quel que soit le signe des charges; mais l'éclairement ne modifie pas cette déperdition.

III. — Étudions, avec de bas potentiels de charge, les *solutions solides* possédant la propriété actino-électrique, quand elles renferment des sels jouissant de cette propriété. Ici encore la fluorescence et l'actino-électricité ne sont pas nécessairement liées.

IV. — La déperdition négative est la plus nette avec les corps qui présentent le plus nettement, après exposition aux rayons cathodiques, le phénomène de la thermoluminescence.

A. Cotton.

A. HEYDWEILLER. — Ueber Schmelzpunkterhöhung durch Druck und den continuirlichen Uebergang vom festen zum flüssigen Aggregatzustand (Sur l'élévation du point de fusion par la pression et le passage continu de l'état solide à l'état liquide). — P. 725.

Par une méthode analogue à celle que Bunsen a employée pour étudier les variations du point de fusion avec la pression, l'auteur fait la même étude sur la paratoluidine, le menthol, l'athonitrophénol, la naphtylamine-α, la diphénylamine, la nitronaphtaline-α, l'acide palmitique, l'acide stéarique. Les résultats sont en désaccord avec les résultats des expériences de M. Damien et avec ceux de M. Demerliac ; selon ces physiciens, le point de fusion de quelques-unes des substances précédentes s'élève lorsque la pression augmente, jusqu'à un maximum. Or M. Heydweiller a pu dépasser ce maximum et trouver des résultats conformes à ceux qui avaient déjà été obtenus par MM. Amagat et Barus.

---

[1] Cf. H. Becquerel et Mme S. Curie (*C. R.*).

Il y a plus. En étudiant le menthol, M. Heydweiller a été amené à faire une expérience qui semble démontrer l'existence d'un passage continu de l'état liquide à l'état solide. Par refroidissement, le menthol peut se solidifier en prenant deux formes différentes; l'une est claire comme de l'eau, l'autre est d'aspect laiteux. L'auteur n'indique pas dans quelles conditions ces deux formes isomères peuvent prendre naissance; mais il fait remarquer que la température à laquelle on effectue la solidification semble jouer un rôle essentiel. Si cette température est de 13°, on obtient presque toujours la variété laiteuse ; quant à la variété transparente, elle prend naissance à plus basse température, vers 10°. Lorsque la solidification a commencé sous l'une des formes, elle se continue généralement sous cette même forme ; toutefois l'autre forme peut également se produire. Ces deux isomères du menthol se solidifient avec contraction ; ils possèdent tous les deux la double réfraction, mais à des degrés différents ; ils sont séparés par une surface bien nette et, par suite, n'ont pas le même indice de réfraction. La forme transparente est la moins stable ; elle se transforme avec le temps en la forme laiteuse. La surface de séparation entre la forme transparente et le menthol liquide est fortement concave du côté du liquide ; ce dernier se distingue donc bien du solide ; d'ailleurs, entre deux nicols croisés, le liquide apparaît sombre, le solide rétablit la lumière.

Ceci posé, voici l'expérience que décrit M. Heydweiller : Prenons un tube capillaire vertical contenant du menthol fondu ; maintenons la partie supérieure et la partie moyenne à la température de fusion de ce menthol, et plongeons la partie inférieure dans de l'eau à 10° ; le menthol se solidifie à la partie inférieure sous la forme transparente. On voit alors la surface de séparation du liquide et du solide s'élever rapidement dans le tube, puis devenir bientôt indistincte et disparaître complètement dans la partie chauffée un peu au-dessus de la température de fusion du menthol. A ce moment il n'est pas possible de distinguer, même entre deux nicols, une surface de séparation nette entre le solide et le liquide ; l'éclairement ne cesse pas brusquement en un point du tube, mais il diminue par degrés. Dans la partie supérieure du tube on a du menthol liquide, dans la partie inférieure du menthol solide sous la forme transparente et, dans la partie médiane, une substance intermédiaire entre les deux précédentes.

A-t-on là réellement passage continu de l'état solide à l'état liquide,

comme semble le croire l'auteur, ou seulement un mélange d'isomères miscibles en toutes proportions? c'est ce que l'expérience complexe qui précède ne saurait permettre de décider.

L. Marchis.

A. HEYDWEILLER. — Neue erdmagnetische Intensitätsvariometer (Nouveau variomètre d'intensité du magnétisme terrestre). — P. 735-741.

L'instrument imaginé par l'auteur pour mesurer les variations de la composante horizontale du champ terrestre consiste essentiellement en deux aiguilles de déclinaison disposées l'une au-dessus de l'autre, leurs axes de rotation étant dans le prolongement l'un de l'autre. Leur distance étant réglée de façon qu'elles soient d'abord perpendiculaires entres elles, une variation de la composante horizontal du champ terrestre entraînera une variation proportionnelle de l'angle qu'elles forment.

Cet appareil peut être construit très simplement et fonctionner sur un bateau ou en ballon, aussi bien qu'à poste fixe. Pour effectuer des mesures précises, il suffit de le munir de petits miroirs pour permettre la mesure des angles par la méthode de Poggendorff. Il est facile de tenir compte des variations de la température dans les calculs qui, eux-mêmes, ne présentent aucune difficulté.

H. Bagard.

G. MEYER. — Eine neue Methode, die Inclination und die Horizontalintensität des Erdmagnetismus zu messen (Nouvelle méthode pour mesurer l'inclinaison et l'intensité horizontale du magnétisme terrestre). — P. 742-750.

Une bobine à noyau de fer est soumise à une rotation continue autour d'un axe parallèle au plan des spires et dont on peut faire varier la position à volonté; les courants alternatifs induits dans la bobine sont recueillis dans un téléphone, qui devient muet quand l'axe de rotation coïncide avec la direction des lignes de force du champ terrestre.

On peut aussi utiliser cet appareil pour mesurer la composante horizontale du champ terrestre. Pour cela, on dispose symétriquement de part et d'autre de la bobine, dont l'axe de rotation est orienté suivant la verticale, deux courants circulaires verticaux dont les plans sont perpendiculaires au méridien magnétique. On modifie l'intensité

commune de ces deux courants jusqu'à obtenir le mutisme du téléphone, lequel indique que le champ dû à ces courants est égal et opposé au champ horizontal terrestre. La mesure du courant conduit ainsi à la mesure de la composante horizontale.

Selon l'auteur, ce procédé est très sensible. On peut, d'ailleurs, substituer au téléphone un électromètre capillaire. Quand la fréquence du courant induit n'est pas trop grande, on voit les oscillations du ménisque suivre celles du courant. Quand la tension du courant induit devient très faible, on n'observe plus que des variations de forme du ménisque. Le procédé serait ainsi plus sensible encore qu'avec le téléphone.

H. Bagard.

W. SEITZ. — Ueber die Bestimmung des Diffusionscoefficienten nach der electrolytischen Methode von H.-F. Weber (Sur la détermination du coefficient de diffusion par la méthode électrolytique de H.-F. Weber). — P. 759-777.

Le plus grave inconvénient de la plupart des méthodes de mesures du coefficient de diffusion est la longue durée des expériences (un ou plusieurs jours), pendant laquelle il est impossible de maintenir la température constante. Il est difficile aussi de se mettre à l'abri du rayonnement et des secousses.

L'une des méthodes imaginées par Weber [1] pour la mesure du coefficient de diffusion du sulfate de zinc, outre qu'elle est très élégante, semble exempte, autant que possible, de ces influences perturbatrices. Une couche horizontale d'une solution de $ZnSO^4$, épaisse de 5 millimètres, est comprise entre deux plaques de Zn amalgamé. On fait passer un courant de bas en haut ; la concentration augmente alors sur la plaque inférieure et diminue sur la plaque supérieure. Il en résulte une force électromotrice dont la diminution, une fois le courant primaire supprimé, permet de suivre la marche de la diffusion et de calculer le coefficient de diffusion.

Ici la diffusion est si rapide, par suite de la faible épaisseur de la couche liquide, que la mesure peut être faite en quelques heures.

L'auteur s'est proposé de vérifier l'exactitude de cette méthode et de l'appliquer à d'autres sels. Dans ses expériences il a pris des précautions toutes spéciales pour maintenir la température constante,

(1) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. IX, p. 329 ; 1880 (Seconde Méthode).

éviter le rayonnement et les secousses. Ayant essayé les différents métaux Zn, Cd, Ag, Pb, Sn, Ni, il reconnut que seuls les deux premiers pouvaient être étudiés par cette méthode, qui n'est, d'ailleurs, pas applicable à tous les sels de ces deux métaux.

Il a reconnu, conformément aux observations de plusieurs physiciens, que deux électrodes identiques entre lesquels se trouve une solution d'un sel du même métal, présentent toujours une certaine différence de potentiel qui, si elle est diminuée quand on met les deux électrodes en court circuit, n'en reparaît pas moins quelque temps après. Ainsi, tandis que, d'après Weber, les deux plaques de zinc amalgamé employées dans les expériences actuelles devraient être exemptes de polarisation, il a toujours constaté, malgré toutes les précautions prises, une polarisation initiale, avec le sulfate, le formiate ou l'acétate de Zn, dont la valeur était de 1 à 30 0/0 de la différence de potentiel produite par la différence de concentration. Il faut donc tenir compte de cette polarisation initiale, ou plutôt d'une polarisation perturbatrice, variable pendant la durée de l'expérience et pouvant s'expliquer par ce fait que le courant primaire transporte du zinc d'une électrode à l'autre, ce qui modifie la teneur en Zn des surfaces amalgamées, car il résulte des recherches de M. Des Coudres (1) qu'entre deux électrodes de Zn différemment amalgamées, placées dans une solution homogène, il se produit un courant de l'électrode la moins amalgamée à l'autre.

M. Seitz a effectué, dans ses calculs, une correction relative à cette polarisation variable et pense avoir ainsi obtenu des résultats plus exacts que ses prédécesseurs. Le coefficient de diffusion, ainsi déterminé pour le sulfate de zinc, est un peu plus petit que ceux qu'ont calculés d'autres observateurs. Le sulfate de zinc du commerce donne, d'ailleurs, le même nombre que le sel pur.

M. Seitz conclut de ses recherches que cette méthode de Weber, bien que préférable aux autres, présente de grandes difficultés encore et ne peut être appliquée que dans un très petit nombre de cas seulement.

H. Bagard.

---

(1) Des Coudres, *Wied. Ann.*, t. LII, p. 191; 1894.

R. BLONDLOT. — Ueber die Selbstinductionscoefficienten electrischer Resonatoren. Berichtigung (Sur le coefficient de self-induction des résonateurs électriques. Rectification). — P. 811.

On rectifie une assertion de M. Lagergren[1] sur le calcul de la self-induction dans le résonateur rectangulaire

R. SWYNGEDAUW.

(*A suivre.*)

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique;

7e Série, t. XIV; juillet 1898.

M. BRILLOUIN. — *Déformations permanentes des métaux industriels*, p. 311.
R. DONGIER. — *Pouvoir rotatoire du quartz dans l'infra-rouge*, p. 331.

The Physical Review;

Tome VI; mai-juin 1898.

S.-J. BARNETT. — *Sur la tension superficielle des liquides sous l'influence de l'induction électrostatique*, p. 257.

Cl.-D. CHILD. — *Chute de potentiel à la surface d'un métal quand il est exposé à la décharge par les rayons X*, p. 285.

A. GORDON WEBSTER. — *Détermination expérimentale de la période d'oscillations électriques*, p. 297.

The Journal of Physical Chemistary;

Tome II; juin 1898.

Cl.-L. SPEYERS. — *Poids moléculaires des liquides*, 1er *mém.*, p. 347.
— — 2e *mém.*, p. 362.

E.-F.-THAYER. — *Courbe de points d'ébullition pour la benzine et l'alcool*, p. 382.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 290; 1898.



L'AIR LIQUIDE;

Par M. D'ARSONVAL.

Avant de décrire sommairement la machine du professeur Linde, cet intéressant appareil, je rappellerai brièvement les phases de cette opération, aujourd'hui si simple : la liquéfaction de l'air atmosphérique.

C'est dans la séance du 24 décembre 1877 que M. Cailletet annonça à l'Académie des Sciences qu'il était arrivé à liquéfier la plupart des gaz réputés permanents. Sa méthode, aussi neuve qu'originale, consistait à refroidir brusquement le gaz, par sa propre détente, après l'avoir comprimé à une pression plus ou moins élevée.

Nous connaissons aujourd'hui la condition essentielle pour liquéfier un gaz quelconque : il suffit d'abaisser sa température au-dessous de la température critique qui lui est propre. Tant que cette condition n'est pas réalisée, aucune pression, si grande soit-elle, ne peut amener la liquéfaction.

Pour liquéfier l'air, il faut d'abord abaisser sa température à — 140° ; cela fait, une pression inférieure à 40 atmosphères permet de l'obtenir à l'état liquide. Si l'on veut l'obtenir à une pression encore plus faible, à la pression atmosphérique, par exemple, de manière à l'avoir en vase ouvert, il faudra abaisser la température jusqu'à — 191°.

Ces notions, qui nous paraissent aujourd'hui si simples, n'ont pu se faire jour que peu à peu, et c'est grâce à elles que la liquéfaction de l'air atmosphérique a cessé d'être une curiosité de laboratoire pour devenir une opération industrielle entre les mains de M. Linde.

Dans l'expérience de M. Cailletet, la masse gazeuse détendue étant très limitée, et la détente n'amenant qu'un refroidissement momentané, la liquéfaction ne persistait que quelques instants, juste le temps matériel de la constater. Ce refroidissement était seulement *dynamique*, c'est-à-dire essentiellement transitoire. Pour obtenir le gaz liquéfié d'une façon stable à l'état *statique*, il fallait le refroidir au-dessous de la température critique. C'est également notre confrère, M. Cailletet, qui indiqua le moyen d'obtenir ce refroidissement en plongeant le récipient contenant le gaz comprimé dans l'éthylène liquide, qui bout à — 105°. Cet abaissement de température n'étant pas encore suffisant pour atteindre le point critique de l'oxygène

— 113°, M. Cailletet suggéra l'idée de descendre plus bas en évaporant l'éthylène liquéfié dans le vide, comme Faraday l'avait fait pour le protoxyde d'azote.

Cette expérience définitive, qui permit d'obtenir liquides à l'état *statique* l'oxygène, l'azote et l'oxyde de carbone, fut réalisée seulement en 1883 par MM. Wroblewski et Olszewski qui, en perfectionnant les appareils de M. Cailletet, atteignirent la température de — 139°, au moyen de l'éthylène liquide évaporé dans le vide. C'est en évaporant également dans le vide des corps de plus en plus volatils : acide carbonique, éthylène, oxygène, que les physiciens, et tout particulièrement M. Olszewski, ont pu nous faire connaître les propriétés des gaz liquéfiés.

M. James Dewar, depuis l'année 1884, en suivant la même voie et en perfectionnant les appareils, a obtenu des masses de gaz liquéfiés incomparablement plus grandes que ses devanciers, puisque, comme il le dit lui-même, il a pu recueillir l'oxygène liquide *par pintes* et réaliser ainsi les belles expériences que l'Académie connaît.

En somme, les appareils graduellement perfectionnés par MM. Cailletet, Olszewski et Dewar, se composent de trois machines à froid par évaporation, employant des liquides de plus en plus volatils : acide carbonique, éthylène, oxygène. On comprend sans peine, comme le fait remarquer M. Linde, que l'installation et l'exploitation de pareilles machines entraînent des frais et des difficultés qui s'opposent à leur emploi dans l'industrie.

Pour arriver à obtenir ce refroidissement, qui est la condition nécessaire et suffisante pour liquéfier un gaz quelconque, M. Linde a repris le principe si fécond de la détente, imaginé par M. Cailletet, en rendant cette détente continue, si je peux m'exprimer ainsi, et en usant d'artifices des plus ingénieux.

Cet appareil à liquéfier l'air a ceci d'extrêmement remarquable qu'il n'emploie aucun agent réfrigérant autre que l'air lui-même, et que tout le mécanisme se réduit à une pompe qui comprime cet air et à un serpentin où il se détend de façon continue par la manœuvre d'un simple robinet.

Mais, pour arriver à ce résultat, M. Linde a dû révoquer en doute un axiome admis par tous les physiciens, à savoir qu'une machine à air froid dépourvue de cylindre de détente (où se produit un *travail extérieur*) ne pourrait pas produire de froid du tout. Cela est absolument exact pour un gaz *parfait*, comme le supposent les lois de

Mariotte et de Gay-Lussac, parce que, pour ce gaz parfait, les forces *intérieures* sont infiniment petites.

M. Linde s'est heureusement souvenu que Thomson et Joule ont démontré depuis près de quarante ans que l'air atmosphérique n'est pas un gaz *parfait* et que, lorsqu'il s'écoule d'une pression élevée à une pression plus basse, il éprouve un refroidissement θ, *indépendant de l'énergie du jet*, qui est donné par la formule

$$\theta = 0,276\,(p_1 - p_2)\left(\frac{273}{T}\right)^2,$$

où $p_1 - p_2$ représente la différence de pression en atmosphères, et T la température *absolue* du jet.

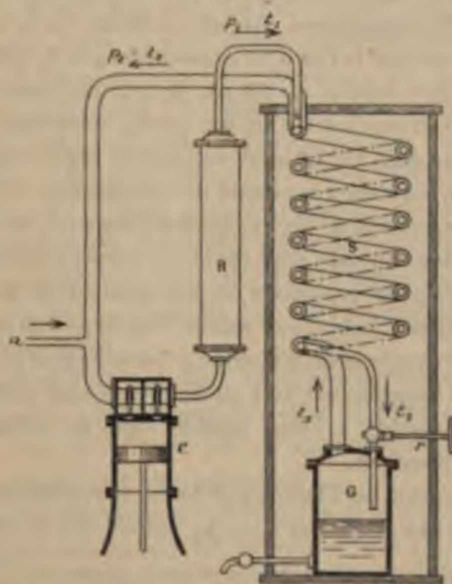


Fig. 1.

C, Compresseur d'air à 220 atmosphères.
R, Réfrigérant ramenant l'air comprimé à la température ambiante.
t_1, t_2, Serpentin intérieur parcouru de haut en bas par l'air comprimé à 220 atmosphères.
r, Robinet détendeur.
G, Réservoir où l'air se détend de 220 atmosphères à 20 atmosphères et où une partie se liquéfie par la détente.
t_3, t_4, Serpentin extérieur que l'air détendu parcourt de bas en haut. Cet air revient au compresseur.
a, Tubulure apportant de l'air nouveau pour remplacer celui qui se liquéfie.

C'est sur le froid résultant de cette détente continue qu'est basée la nouvelle machine. Ce refroidissement, comme on peut le voir, est d'abord très faible (un quart de degré par atmosphère), ce qui nécessiterait des différences de pression formidables (au moins 800 atmosphères) pour abaisser la température de l'air à — 200°. Inutile de dire que de pareilles pressions ne seraient pas pratiques. De plus, le travail de compression serait énorme. M. Linde a tourné ces deux difficultés très ingénieusement : 1° en *accumulant* les effets de la détente continue; 2° en ne laissant pas détendre l'air comprimé jusqu'à la pression atmosphérique.

L'accumulation des effets est obtenue au moyen de deux tuyaux concentriques en cuivre entrant l'un dans l'autre et longs de 15 mètres. Le tuyau intérieur est parcouru par l'air venant d'une pompe qui le comprime à 220 atmosphères. Arrivé au bout de ce tuyau, l'air se détend dans le second tuyau à 20 atmosphères et le parcourt *en sens inverse* après s'être refroidi de 50° par la détente ; mais, dans son trajet, il cède le froid produit à l'air qui arrive comprimé à 220 atmosphères, de sorte qu'à l'extrémité du second tuyau l'air, détendu à 20 atmosphères, retourne à la pompe de compression à la température ambiante, après avoir cédé tout le froid produit par la détente à l'air qui arrive. Ces deux tuyaux sont roulés en serpentin pour tenir moins de place et isolés dans une caisse en bois bourrée de laine brute pour éviter les apports de chaleur extérieure. Par ce moyen la température, avant et après l'écoulement, s'abaisse graduellement jusqu'à ce que la température de liquéfaction soit atteinte et qu'une partie de l'air qui s'écoule se rassemble à l'état liquide dans le récipient adapté à l'extrémité de l'appareil.

D'après la formule de Thomson et Joule, le *refroidissement* dépend de la *différence* des pressions $p_1 - p_2$, tandis que le *travail* de compression dépend du *quotient* de ces mêmes pressions $\frac{p_1}{p_2}$. Il y a donc avantage à avoir $p_1 - p_2$ très grand et $\frac{p_1}{p_2}$ le plus petit possible. C'est le résultat atteint par M. Linde en faisant $p_1 = 220^{atm}$ et $p_2 = 20^{atm}$ et non 1 ; en effet $p_1 - p_2 = 200$, tandis que $\frac{p_1}{p_2} = 11$ et non 200, comme cela arriverait si l'on détendait jusqu'à la pression atmosphérique.

En somme, sans vouloir donner de description plus détaillée, la machine de M. Linde repose sur trois points principaux :

1° Refroidissement par *travail intérieur* de l'air se détendant et résultant de ce qu'il n'est pas un gaz parfait suivant les lois de Mariotte et de Gay-Lussac;

2° Accumulation du refroidissement par le principe du contre-courant réalisé d'une façon parfaite par l'échangeur de température, composé de deux serpentins concentriques où l'air circule en sens inverse;

3° Diminution du travail de compression en ne laissant pas l'air se détendre jusqu'à la pression atmosphérique.

Tels sont les points extrêmement ingénieux qui caractérisent la machine de M. Linde et qui rendent industrielle la liquéfaction de l'air atmosphérique. La machine que j'ai au laboratoire produit environ 1 litre d'air liquide à l'heure en dépensant un peu moins de trois chevaux. C'est déjà un résultat remarquable, mais qui est dépassé de beaucoup par les machines industrielles du même inventeur donnant 60 kilogrammes d'air liquide à l'heure.

On suit très facilement l'abaissement de température au moyen d'une soudure thermo-électrique (constantan-fer), reliée à un galvanomètre Deprez-d'Arsonval indiquant jusqu'à — 250°.

Une fois liquéfié, il faut pouvoir recueillir et garder cet air à la pression atmosphérique. Pour cela, il faut des récipients aussi imperméables que possible à la chaleur. M. J. Dewar recommande pour cet usage des vases spéciaux où l'enveloppe isolante est constituée par le vide de Crookes.

C'est Dulong et Petit qui, dans leurs remarquables recherches sur le refroidissement, ont les premiers montré qu'un corps placé dans une enceinte vide se refroidit (ou se réchauffe) de 20 à 25 fois plus lentement que dans l'air atmosphérique.

Sans vouloir soulever aucune discussion de priorité, je crois devoir rappeler que, me basant sur les expériences de Dulong et Petit sur le pouvoir thermo-isolateur du vide, j'ai répandu depuis 1887, parmi les médecins français, des réservoirs en verre identiques, *comme destination et comme forme*, à ceux employés par M. Dewar.

Voici en effet ce que je disais dans une Note publiée le 11 février 1888 dans les *Comptes rendus de la Société de Biologie* (Masson, éditeur) :

« Dans bien des circonstances il importe de réaliser un milieu aussi imperméable que possible à la chaleur et qui soit néanmoins parfaitement transparent. Après bien des essais, dans le détail desquels je ne saurais entrer ici, j'ai trouvé que le vide sec, fait dans un vase

en verre, constitue une excellente enveloppe pour arrêter la chaleur obscure. L'appareil se compose en principe de deux vases en verre entrant l'un dans l'autre et soudés de façon à former un vase unique. Cet ensemble constitue un récipient qui présente deux cavités concentriques : l'une intérieure, qui est le réservoir proprement dit; l'autre annulaire, où l'on fait le vide sec à l'aide de la pompe à mercure. La transparence des parois de ce récipient permet de voir tout ce qui se passe dans son intérieur. L'enveloppe annulaire, où le vide sec existe, constitue la paroi thermo-isolatrice. J'ai pu constater qu'un liquide chaud, placé dans le vase intérieur, se refroidit de quinze à vingt fois plus lentement que si l'enveloppe isolatrice n'existait pas. Cette protection est encore bien plus efficace si l'on place dans l'appareil un liquide très froid, tel, par exemple, qu'un gaz liquéfié (acide sulfureux, acide carbonique et éther, chlorure de méthyle, etc.)...

« ... Le résultat obtenu est déjà plus satisfaisant en plongeant le tube dans l'air sec, mais cette protection est bien moins efficace que le vide sec parce que, dans l'air desséché, le tube s'échauffe par convection, l'air de l'espace annulaire passant constamment d'une des parois à l'autre. Dans un récipient constitué comme je viens de le dire, on peut conserver les gaz liquéfiés pendant des heures à la température ambiante et les manier aussi facilement que l'eau ordinaire, la transparence absolue du récipient permettant de suivre tous les phénomènes qui se passent dans le liquide. »

J'ajouterai que, pour produire avec le chlorure de méthyle (ou d'autres gaz liquéfiés) des températures aussi basses qu'en évaporant ces liquides dans le vide, j'ai signalé depuis nombre d'années le procédé suivant qui dispense de tout mécanisme : il suffit de verser le chlorure de méthyle dans un vase *poreux* de pile pour que la température du liquide se maintienne automatiquement dans ce vase aux environs de — 60°, bien que le chlorure de méthyle bouille seulement à — 23°. Ce procédé est plus simple que l'insufflation d'air ou l'évaporation dans le vide et m'a rendu de grands services.

Extraction de l'oxygène de l'air. — Pendant la liquéfaction de l'air ses éléments passent *simultanément* à l'état liquide, bien que l'azote soit plus volatil; mais, pendant la réévaporation, l'azote se dégage le premier. Il est donc possible d'utiliser ce fait pour séparer l'azote de l'oxygène. Mais, par économie, il est évident que l'azote gazeux doit sortir de l'appareil à la température ambiante. Il doit restituer à l'appareil tout le froid produit pendant sa distillation. M. Linde

obtient ce résultat par la disposition suivante représentée schématiquement (*fig.* 2):

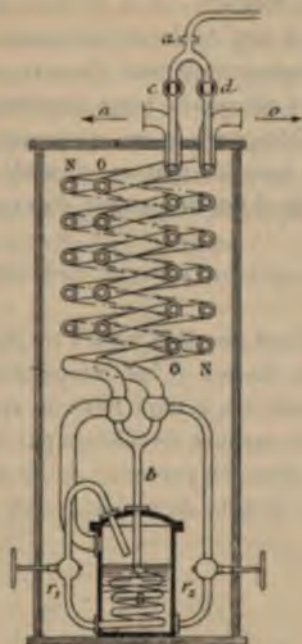


FIG. 2.

L'air comprimé est distribué en *a* à deux appareils à contre-courant, N et O, se rassemble de nouveau en *b*, s'écoule par un serpentin placé dans le collecteur et arrive enfin, par le robinet r_1, dans ce collecteur, où une partie (principalement de l'oxygène) se liquéfie, tandis que l'autre partie (principalement de l'azote) retourne par l'appareil tubulaire N et quitte la machine en *n*. Au moyen du serpentin placé dans le liquide, l'air comprimé cède de la chaleur à ce liquide et en provoque ainsi l'évaporation d'une plus ou moins grande partie (et d'abord de l'azote qu'il contient encore).

Le robinet r_2 permet de régler la sortie du liquide du collecteur de façon à pouvoir faire varier à volonté le niveau de ce liquide et par conséquent la surface active du serpentin, suivant la quantité de chaleur nécessaire pour assurer à l'oxygène un certain degré de pureté. Le liquide qui sort en r_2 (oxygène plus ou moins pur) passe dans l'appareil à contre-courant *o* et enlève à l'air comprimé, qui arrive en

sens inverse, la chaleur qui lui est nécessaire pour la réévaporation et pour équilibrer sa température. La division de l'air en *a* s'effectue au moyen de deux robinets *c* et *d*, de façon que la température de sortie des gaz en *n* et *o* soit égale et seulement de quelques degrés inférieure à la température ambiante. De cette façon, la machine n'a à produire que le froid nécessaire pour compenser les pertes dues à l'imperfection des échangeurs et au rayonnement. Les essais ont démontré qu'il était possible, par ce procédé, d'extraire de l'air atmosphérique plus de 6 mètres cubes d'oxygène pur par cheval-heure.

D'autres mélanges gazeux peuvent être séparés par le même procédé.

On voit donc qu'il est possible, avec l'air liquide, d'obtenir et les températures les plus basses et les températures les plus élevées que l'on puisse produire. On a déjà fait une application industrielle pour la préparation du carbure de calcium par la combustion directe du carbone dans l'oxygène en présence de la chaux. Étant donné le bas prix de l'oxygène, le prix de revient serait inférieur à celui du four électrique.

SUR LES ÉTATS D'ÉQUILIBRE DU SYSTÈME TERNAIRE : PLOMB-ÉTAIN-BISMUTH;

Par M. Georges CHARPY.

Au cours de recherches sur les alliages métalliques, j'ai examiné plus spécialement les alliages ternaires de plomb, d'étain et de bismuth. Ces trois métaux sont susceptibles de se mélanger en toutes proportions pour former, à une température convenable, un liquide homogène ; ils ne forment ni composés définis, ni solutions solides ou mélanges isomorphes. Le système plomb-étain-bismuth correspond donc au cas le plus simple que puisse présenter, au point de vue des équilibres chimiques, un système de trois constituants, cas dans lequel il n'existe, pour employer la terminologie de Gibbs, qu'une seule phase liquide et trois phases solides.

I. — Pour déterminer les compositions de la phase liquide qui peuvent être en équilibre avec les différentes phases solides, c'est-à-dire, dans le cas actuel, avec les métaux purs à l'état solide, j'ai

étudié la fusibilité d'alliages de compositions variées. Je rappellerai d'abord le procédé employé pour représenter graphiquement les résultats.

Pour représenter la composition des alliages ternaires, on peut avoir recours au diagramme triangulaire de Thurston. Un point pris à l'intérieur d'un triangle équilatéral représente l'alliage ternaire qui contient des quantités des trois métaux proportionnelles aux distances de ce point aux trois côtés du triangle. Dans ce système, les sommets représentent les métaux purs; les points placés sur les côtés du triangle représentent les alliages binaires.

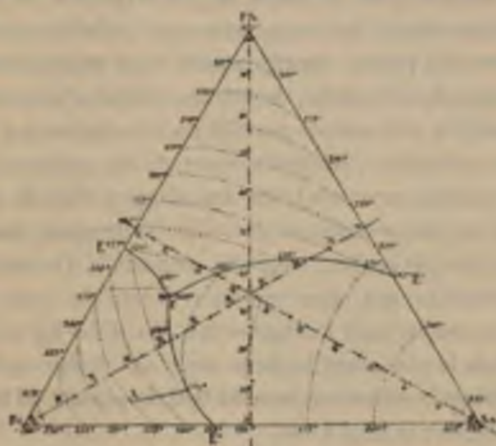


Fig. 1.

Si, en chaque point du triangle, et perpendiculairement à son plan, l'on porte une longueur proportionnelle à la température où commence la solidification de l'alliage dont la composition est représentée par le point considéré, le lieu des extrémités de ces perpendiculaires est une surface qui correspond, pour les alliages ternaires, à ce qu'est la courbe de fusibilité pour les alliages binaires.

J'ai construit cette surface pour le système plomb-étain-bismuth, au moyen de mesures qui ont porté sur cinquante-six alliages. La *fig.* 1 représente la projection de cette surface.

On détermine d'abord les courbes de fusibilité des alliages binaires qui sont les coupes de la surface par des plans perpendiculaires au plan du triangle et passant par les côtés de ce triangle ; ces courbes présentent toutes trois la même forme; chacune d'elles comprend

deux branches de courbe qui partent des points de fusion des métaux purs et se coupent en un point qui correspond à l'alliage eutectique. Les points représentatifs de ces trois alliages eutectiques binaires sont marqués en E, E', E''.

Le point E correspond à l'alliage eutectique de plomb et de bismuth qui contient 45 0/0 de plomb, 55 0/0 de bismuth, et fond à 127°.

Le point E' correspond à l'alliage eutectique de plomb et d'étain qui contient 37,5 0/0 de plomb, 67,5 0/0 d'étain, et fond à 182°.

Le point E'' correspond à l'alliage eutectique de bismuth et d'étain, qui contient 85,5 0/0 de bismuth, 41,5 0/0 d'étain, et fond à 133°.

On détermine ensuite les températures de solidification d'une série d'alliages dont les points représentatifs sont placés sur une même droite ; chacune de ces séries donne une coupe plane de la surface ; la connaissance de ces coupes permet de construire par points (par interpolation graphique) les isothermes de la surface, c'est-à-dire les lieux des points représentatifs des alliages dont la solidification commence à la même température. Ces isothermes sont marquées sur la figure, de 25° en 25°, en traits pointillés. On connaît ainsi la forme de la surface qui, ainsi qu'on le voit, se compose de trois nappes se coupant suivant les lignes Eε, E'ε, E''ε. Le point ε correspond à l'alliage le plus fusible de la série ou alliage eutectique ternaire ; cet alliage contient environ 32 0/0 de plomb, 16 0/0 d'étain et 52 0/0 de bismuth ; il fond à 96°.

D'après les théories admises sur la solidification des mélanges, chacune des nappes de la surface de fusibilité comprend les points représentatifs de tous les alliages qui, à l'état liquide, peuvent exister, à une température convenable, en équilibre avec l'un ou l'autre des métaux à l'état solide. Les alliages dont la composition est représentée par des points situés sur la nappe P*b*EεE' peuvent être, à l'état liquide, en équilibre avec le plomb solide ; au commencement de leur solidification, ils laisseront déposer des cristallites de plomb. De même, les alliages dont les points représentatifs sont situés sur les nappes B*i*EεE'' et S*n*E'εE'' peuvent être, à l'état liquide, en équilibre respectivement avec le bismuth et l'étain solides.

Les alliages dont les points représentatifs sont situés sur la ligne E'ε peuvent être, à l'état liquide, en équilibre à la fois avec le plomb et l'étain solides ; au commencement de leur solidification, ils laisseront déposer, à la fois, ces deux métaux ; de même les alliages

dont les points représentatifs sont situés sur les lignes $E\varepsilon$ ou $E''\varepsilon$ pourront être en équilibre soit avec le plomb et le bismuth, soit avec l'étain et le bismuth.

Enfin l'alliage eutectique ternaire, correspondant au point ε, pourra être, à l'état liquide, à la température de 96°, en équilibre avec le plomb, le bismuth et l'étain solides ; en se solidifiant, il laissera déposer simultanément ces trois métaux.

L'étude du refroidissement d'un alliage préalablement amené à l'état liquide permet une première vérification de ces considérations.

Considérons l'alliage dont le point représentatif est situé en A sur la nappe $BiE\varepsilon E''$. Laissons-le refroidir à partir de 250°, en notant la température à intervalles réguliers. La courbe qui représente la variation de température en fonction du temps présente une forme parfaitement continue tant que l'alliage est liquide. Au moment où une partie commence à se séparer, la courbe présente un point anguleux et prend une nouvelle direction. S'il se sépare alors du bismuth pur, le point représentatif de la composition de la partie liquide se déplacera sur la droite BiA, puisque les proportions relatives de plomb et d'étain ne changent pas. Le point représentatif arrive ainsi sur la ligne $E''\varepsilon$; à ce moment (la température étant ici de 125°), l'alliage laisse déposer à la fois du bismuth et de l'étain et le point représentatif se déplace sur la ligne $E''\varepsilon$; on observe, en effet, dans la courbe de refroidissement, un deuxième point anguleux à la température de 125°. Enfin, le point représentatif arrivant en ε, l'alliage laisse déposer simultanément les trois métaux, et la solidification s'achève à température constante. On observe, en effet, dans la courbe de refroidissement, une partie horizontale à 96° et qui se retrouve pour tous les alliages de plomb, d'étain et de bismuth à la même température.

II. — Je viens d'indiquer les résultats auxquels conduit l'étude de la fusibilité des alliages ternaires de plomb, d'étain et de bismuth. On peut déduire de là des idées précises sur la constitution de ces alliages à l'état solide. On a vu que la solidification d'un alliage de plomb, d'étain et de bismuth comprend, en dehors des cas limites, trois périodes successives : dans la première, il se sépare des grains d'un métal pur, plomb, étain ou bismuth ; dans la deuxième, il se sépare un mélange de deux de ces métaux ; enfin, dans la troisième période, les troix métaux se déposent simultanément.

L'examen microscopique des alliages solidifiés permet de constater

nettement l'existence de ces trois dépôts successifs. Considérons, par exemple, l'alliage à 74,5 0/0 de bismuth, 5,50 0/0 de plomb et 21 0/0 d'étain, dont nous avons indiqué les points de solidifications successives à 175°, 125° et 96°. Si l'on examine au microscope une plaquette découpée dans cet alliage, polie et légèrement attaquée par l'acide chlorhydrique faible, on distingue facilement : 1° de grandes tables de bismuth métallique ; ce sont les grains qui ont commencé à se séparer à 175° ; ils paraissent en blanc sur la *fig.* 2 ; 2° autour de



Fig. 2.

chacun de ces grains de bismuth, une zone dans laquelle des fragments de bismuth alternent avec des fragments d'étain, creusés par l'acide chlorhydrique et marqués en noir sur la photographie ; c'est le dépôt mixte qui s'est formé pendant que le point représentatif parcourt la ligne $E''\varepsilon$; enfin, soudant le tout, le mélange eutectique ternaire, qui paraît homogène aux faibles grossissements, mais dans lequel on distingue facilement, avec des grossissements un peu forts, des grains brillants de bismuth, des grains d'étain, creusés par l'acide et paraissant noirs, et enfin des grains de plomb, recouverts d'une couche de chlorure de plomb qui produit des irisations.

Les alliages de compositions différentes donnent des résultats analogues. On a donc bien trois dépôts successifs dont la nature permet de classer les alliages de plomb, d'étain et de bismuth en six groupes indiqués dans le tableau suivant :

	1er dépôt	2e dépôt	3e dépôt
1er groupe...	Bismuth.	Bismuth et étain.	Eutectique ternaire.
2e ...	—	Bismuth et plomb.	—
3e ...	Plomb.	Plomb et étain.	—
4e ...	—	Plomb et bismuth.	—
5e ...	Étain.	Etain et plomb.	—
6e ...	—	Étain et bismuth.	—

L'un de ces dépôts peut disparaître dans les alliages qui servent de transition entre les divers groupes.

Le cas des alliages de plomb, d'étain et de bismuth est le plus simple que l'on puisse imaginer ; en général, le nombre des types de constitution sera plus considérable, parce que le nombre des corps solides qui peuvent se séparer est supérieur à trois et comprend des composés définis binaires ou ternaires.

On pourra souvent ramener les cas les plus complexes à l'exemple précédemment étudié, en considérant comme constituants les composés définis qui peuvent se séparer à l'état solide. Par exemple, les alliages de cuivre, d'étain et d'antimoine riches en cuivre contiennent les composés définis $SnCu^3$ et $SbCu^2$. On pourra leur appliquer ce qui a été dit pour les alliages de plomb, d'étain et de bismuth, à condition de les considérer comme formés non de cuivre, d'étain et d'antimoine, mais de cuivre, de $SnCu^3$ et de $SbCu^2$, de même que, dans une solution aqueuse de chlorure de sodium, on considère comme constituants l'eau et le sel, et non l'oxygène, l'hydrogène, le chlore et le sodium.

Pour déterminer d'une façon complète la constitution des alliages formés par un groupe de trois métaux, il est nécessaire de construire la surface de fusibilité, ce qui nécessite un nombre d'expériences d'autant plus considérable que cette surface est plus compliquée ; mais, dans la plupart des cas, on aura des indications suffisantes en examinant la structure microscopique d'un certain nombre d'alliages ternaires, après avoir étudié la fusibilité des alliages binaires. J'ai examiné de cette façon la constitution des alliages cuivre-étain-antimoine, plomb-cuivre-antimoine, plomb-étain-antimoine, zinc-étain-antimoine, dans les limites où ces alliages peuvent être employés comme antifriction [1]. Dans aucun de ces cas je n'ai rencontré de composé défini ternaire. On retrouve seulement, dans les alliages

(1) L'exposé de ces recherches a été publié dans le *Bulletin de la Société d'Encouragement*, numéro de juin 1898.

ternaires, les composés définis qui peuvent exister dans les alliages binaires. Par exemple, dans les alliages de cuivre, d'étain et d'antimoine, riches en étain, on aperçoit simultanément des cristaux de SbSn, de forme cubique, inattaquables par l'acide chlorhydrique, et des cristaux de $SnCu^3$, formant des étoiles à six branches; la *fig.* 3 reproduit l'aspect d'un de ces alliages où l'on distingue nettement les deux composés. Je citerai encore le cas des alliages d'étain, de plomb et d'antimoine, dans lesquels l'antimoine et l'antimoniure d'étain peuvent donner des solutions solides.



Fig. 3.

En résumé, dans les alliages binaires il y a, en général, deux dépôts successifs : le premier, formé par un corps pur, métal simple ou composé défini ; le second, par un mélange eutectique formé de deux éléments dont l'un est celui qui s'est déposé en premier lieu; ces deux dépôts peuvent se réduire à un seul, s'il y a formation de solutions solides.

Dans les alliages ternaires il y aura, en général, trois dépôts successifs : le premier, formé par un corps pur, métal simple ou composé défini ; le deuxième, par un mélange de deux corps dont l'un est celui qui s'est déposé en premier lieu ; le troisième, par un mélange de trois corps comprenant les deux qui se sont déposés précédemment. Le nombre des dépôts peut se réduire à deux et même à un, par suite de la formation de solutions solides.

La nature des dépôts successifs et leur proportion relative dépendent exclusivement de la composition chimique de l'alliage; mais la dimension et la répartition des éléments constitutifs et, par suite, les propriétés physiques et mécaniques, peuvent varier notablement avec différentes circonstances et, en particulier, avec la vitesse de solidification.

THÉORIE DES LIQUIDES A MOLÉCULES SIMPLES

(2e mémoire);

Par M. G. BAKKER [1].

Quand on conçoit un fluide comme formé d'un grand nombre de molécules qui s'attirent et se heurtent, le viriel fournit, comme Van der Waals l'a fait voir, un moyen de calculer la force vive du mouvement de progression de ces molécules. Cette force vive se compose de trois termes :

$$\sum \frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} pv + \mathcal{A} + \mathrm{S},$$

qui sont respectivement : le viriel des forces extérieures, celui des forces moléculaires, et celui des chocs.

Le viriel des chocs doit être proportionnel au nombre des chocs et à la vitesse du mouvement de translation (à densité invariable), d'où :

$$\mathrm{S} = \psi(v) \times \sum \frac{1}{2} mv^2 = \mathrm{T}\psi(v).$$

D'autre part, nous savons que [2] :

$$\sum \frac{1}{2} mv^2 = \mathrm{T}\varphi(v),$$

d'où :

$$\mathrm{T}\varphi(v) = \frac{3}{2} pv + \mathcal{A} + \mathrm{T}\psi(v),$$

ou

$$\mathrm{T}\left\{\varphi(v) - \psi(v)\right\} = \frac{3}{2} pv + \mathcal{A}. \tag{1}$$

---

[1] Voir le premier mémoire, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 577; 1897.
[2] G. Bakker, *loc. cit.*

La thermodynamique donne aussi :

$$(2) \qquad p = \mathrm{T}f(v) - \mathrm{K},$$

avec

$$\mathrm{K} = \mathrm{T}\int_{\mathrm{T}}^{\infty} \frac{1}{\mathrm{T}^2}\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_{\mathrm{T}} d\mathrm{T}.$$

Quand la température s'élève, K *diminue* et ne peut se mettre sous la forme de produit de T par une fonction du volume.

En identifiant les valeurs de p données par (1) et (2), il vient :

$$\varphi(v) - \psi(v) = \frac{3}{2} vf(v) ; \qquad \text{et} \qquad (3) \qquad \mathcal{A} = \frac{3}{2}\mathrm{K}v.$$

Ainsi donc : *le viriel des forces moléculaires est égal aux* $\frac{3}{2}$ *du produit de la pression moléculaire par le volume.*

La différentiation, à volume constant, des deux membres de (3) donne :

$$\frac{d\mathcal{A}}{\mathcal{A}} = \frac{d\mathrm{K}}{\mathrm{K}};$$

d'où l'on voit que les variations, à volume constant, du viriel des forces moléculaires et de la pression interne sont proportionnelles à ces quantités.

Admettons une fonction des forces moléculaires $f(r)$:

$$\mathcal{A} = \frac{1}{4}\sum mm'rf(r);$$

si W est l'énergie potentielle, on a :

$$\mathrm{W} = -\frac{1}{2}\sum mm'\int_r^{\infty} f(r)\,dr;$$

d'où :

$$\frac{d\mathrm{W}}{dv} = \frac{1}{2}\sum mm' f(r)\frac{dr}{dv},$$

Soient dr_1 la différentielle de l'unité de longueur, et dv_1 celle de l'unité de volume, on a :

$$(1 + dr_1)^3 = 1 + dv_1, \qquad \text{d'où :} \qquad \frac{dr_1}{dv_1} = \frac{1}{3},$$

en négligeant les infiniment petits d'ordre supérieur.

Si les trajectoires des molécules restent semblables lorsque le volume varie, on a :

$$\frac{dr}{r} = dr_1, \quad \frac{dv}{v} = dv_1, \qquad \text{d'où :} \qquad \frac{dr}{dv} = \frac{r}{v}\frac{dr_1}{dv_1} = \frac{r}{3v}.$$

Substituant dans $\frac{dW}{dv}$, il vient :

$$\frac{dW}{dv} = \frac{1}{2}\sum mm' f(r)\frac{r}{3v} = \frac{1}{6v}\sum mm' r f(r)$$

et

(4) $$\mathcal{A} = \frac{3}{2} v \frac{dW}{dv}.$$

Si $f(r)$ ne dépend pas de la température et si on admet l'*hypothèse* $dr = rdr_1$, l'équation (4) est générale. Sa comparaison avec (3) donne :

$$K = \frac{dW}{dv},$$

et pour toute variation du volume, $\frac{dW}{dv}$ est indépendant de la température, K étant une fonction du volume.

Si $f(r)$ contient une « constante » fonction de la température, il faut différencier, à température constante, l'équation qui donne W, et il vient :

$$\mathcal{A} = \frac{3}{2} v \left(\frac{\partial W}{\partial v}\right)_T; \qquad \text{d'où :} \qquad K = \left(\frac{\partial W}{\partial v}\right)_T.$$

Quand, avec Laplace, on conçoit les liquides comme homogènes (au sens mathématique du mot), il est permis de poser $dr = rdr_1$; mais, si l'on regarde un liquide comme composé d'un grand nombre de molécules qui se meuvent, la chose devient plus compliquée. A cause du grand nombre des chocs, on peut admettre comme vraisemblable en moyenne $dr = rdr_1$, mais non dans la couche capillaire. Rien ne prouve, en effet, que la loi de la variation de la densité dans cette couche soit indépendante du volume ou même de la température.

Si l'on admet que $dr = rdr_1$ est vrai même dans la couche capillaire et si la fonction des forces $f(r)$ ne dépend pas de la tempéra-

ture, la *pression moléculaire* K s'exprime par la formule $\frac{a}{v}$ (dans laquelle $a = C^{te}$), et l'énergie potentielle par $W = -\frac{a}{v}$ (¹).

De cette dernière formule on tire $\frac{dW}{dv} = -\frac{W}{v}$ ou $v\frac{dW}{dv} = -W$. Substituant dans (4), il vient :

$$\mathcal{A}_0 = -\frac{3}{2}W. \tag{5}$$

Le viriel des forces moléculaires égale l'énergie potentielle multipliée par $-\frac{3}{2}$. De là on tire :

$$\frac{1}{4}\sum mm'r f(r) = -\left(\frac{3}{2}\right)\left(-\frac{1}{2}\right)\sum mm'\int_r^\infty f(r)\,dr.$$

ou

$$\sum mm'r f(r) = 3\sum mm'r\int_r^\infty f(r)\,dr;$$

d'où :

$$rf(r) = 3\int_r^\infty f(r)\,dr,$$

Dérivons les deux membres de l'égalité par rapport à r, il vient :

$$rf'(r) + f(r) = -3f(r),$$

d'où :

$$f(r) = \frac{f}{r^4}, \qquad \text{avec} \qquad f = C^{te}.$$

Une pareille conclusion a peu de valeur. La relation (5) est une conséquence de l'hypothèse $dr = rdr_1$, qui est indépendante de la force moléculaire ; on ne saurait donc en conclure quoi que ce soit relativement à la forme de cette fonction. Pour trouver la fonction des forces, il faut considérer la constante a.

J'ai trouvé pour l'énergie potentielle(²), D étant le diamètre d'une

(¹) Comme l'expérience prouve que le coefficient a change avec la température, cela peut tenir ou bien à ce que l'hypothèse $dr = rdr_1$ est fausse, ou bien à ce que la fonction des forces $f(r)$ dépend de la température, ce que l'on admet d'ordinaire.

(²) Voir *Journ. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VI, p. 583 ; 1897.

molécule,

$$W = 2\pi\psi(D)\,\rho^2 v, \qquad \text{où} \qquad \psi(D) = -\int_D^\infty r^2 dr \int_r^\infty f(r)\,dr,$$

et pour le viriel des forces moléculaires :

$$\mathcal{A} = \pi \int_D^\infty r^3 f(r)\,dr.\rho^2 v.$$

La relation (5) nous donne :

$$(6) \qquad \int_D^\infty r^3 f(r)\,dr = 3\int_D^\infty r^2 dr \int_r^\infty f(r)\,dr.$$

En intégrant par parties et remplaçant $\int_r^\infty f(r)\,dr$ par $\varphi(r)$, il vient :

$$\int_D^\infty r^3 f(r)\,dr = -\int_D^\infty r^3.d\varphi(r) = -[r^3\varphi(r)]_D^\infty + 3\int_D^\infty r^2\varphi(r)\,dr.$$

En vertu de (6) on a donc :

$$3\int_D^\infty r^2\varphi(r)\,dr = -[r^3\varphi(r)]_D^\infty + 3\int_D^\infty r^2\varphi(r)\,dr;$$

d'où :

$$[r^3\varphi(r)]_D^\infty = 0.$$

On peut satisfaire à cette équation en posant :

1° $r^3\varphi(r) = 0$, pour $r = \infty$ et $r = D$.

Mais on peut aussi poser :

2° $r^3\varphi(r) = C^{te}$; d'où : $f(r) = \frac{f}{r^4}$ ($f = C^{te}$ absolue).

La difficulté provenant de cette double solution est dissipée, si l'on fait l'hypothèse qu'il y a *une même fonction des forces* pour les molécules des différents corps. Alors visiblement la première solution est impossible, et, pour deux corps dont les molécules ont comme diamètres D et D_1, on a :

$$D^3\varphi(D) = D_1^3\varphi(D_1) = C^{te};$$

d'où

$$f(r) = \frac{f}{r^4}, \qquad \text{avec} \qquad f = C^{te}.$$

SUR LES DÉFORMATIONS ÉLASTIQUES DES VASES MINCES ;

Par M. P. SACERDOTE.

Je me propose de montrer qu'on peut trouver, par des *calculs très simples*, la déformation qu'éprouve un vase sphérique ou cylindrique, mince, lorsqu'il est soumis à des pressions différentes sur ses deux faces.

Rappelons rapidement que, si un cube solide isotrope d'arêtes xyz est soumis à une traction dans une seule direction x, les lignes parallèles à cette direction s'allongent et celles perpendiculaires se contractent. Je désignerai par :

a, le coefficient d'allongement ;

b, le coefficient de contraction ;

$\frac{b}{a} = \sigma$ (coefficient de Poisson).

Si le solide est soumis à des tractions égales dans deux directions xy : toute ligne parallèle au plan xy s'allonge [coefficient $(a-b)$]; toute ligne perpendiculaire à ce plan se contracte (coefficient $2b$).

Enfin, s'il y a traction égale dans toutes les directions, il y a allongement linéaire avec coefficient $(a-2b)$ et augmentation de volume avec coefficient $3(a-2b)$.

I. — Vase sphérique.

Soient R son rayon, e son épaisseur (faible par rapport à R) ; p, p', les pressions qui s'exercent sur les faces interne et externe.

On peut imaginer que le vase est soumis sur ses deux faces à la pression p' et, en outre, à une pression interne $(p-p')$.

1° *Effet des pressions p' qui s'exercent sur les deux faces.* — Le vase se comprime comme un solide plein : la contraction linéaire unitaire est $(a-2b)p'$, c'est-à-dire :

$$(1) \qquad \left(\frac{\Delta R}{R}\right) = \left(\frac{\Delta e}{e}\right) = -(a-2b)p' = -a(1-2\sigma)p'.$$

2° *Effet de la pression interne $(p-p')$.* — Soit un élément de volume : xy les directions sur la sphère (*fig.* 1), z celle dirigée sui-

vant le rayon; l'équilibre de l'élément exige une sorte de tension superficielle dans les directions xy (F par unité de longueur) donnée par la formule de Laplace

$$(p - p') = \frac{2F}{R};$$

d'où :

$$F = \frac{R}{2}(p - p'),$$

et par *unité de surface* $\left(\frac{F}{e}\right) = \frac{R}{2e}(p - p')$.

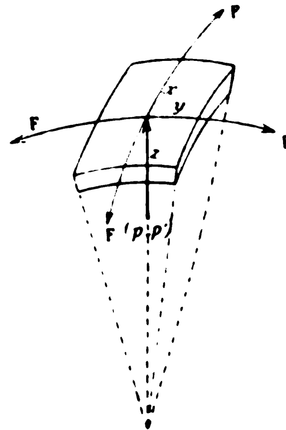


FIG. 1.

Sous l'action de cette traction il y aura allongement dans les directions xy (c'est-à-dire augmentation du rayon) et contraction suivant z (diminution d'épaisseur) suivant les formules

$$(2)\quad \begin{cases} \left(\frac{\Delta R}{R}\right) = (a - b)\frac{R}{2e}(p - p') = a(1 - \sigma)\frac{R}{2e}(p - p'), \\ \left(\frac{\Delta e}{e}\right) = -2b\frac{R}{2e}(p - p') = -a\sigma\frac{R}{e}(p - p'). \end{cases}$$

Résumé. — En superposant les effets (1), (2), on aura la *déformation du vase :*

$$(I)\quad \begin{cases} \left(\frac{\Delta R}{R}\right) = -a\left[(1 - 2\sigma)p' - (1 - \sigma)\frac{R}{2e}(p - p')\right], \\ \left(\frac{\Delta e}{e}\right) = -a\left[(1 - 2\sigma)p' + \sigma\frac{R}{e}(p - p')\right]. \end{cases}$$

On déduirait facilement de là : la *variation de la capacité interne* (ΔV_1), car $V_1 = \frac{4}{3}\pi R^3$, d'où

$$\left(\frac{\Delta V_1}{V_1}\right) = 3\left(\frac{\Delta R}{R}\right) = -3a\left[(1-2\sigma)p' - (1-\sigma)\frac{R}{2e}(p-p')\right];$$

et la variation de volume du solide (ΔV), car $V = 4\pi R^2 e$, d'où

$$\left(\frac{\Delta V}{V}\right) = 2\left(\frac{\Delta R}{R}\right) + \left(\frac{\Delta e}{e}\right) = -a(1-2\sigma)\left[3p' - \frac{R}{e}(p-p')\right].$$

Remarque. — Si $(p-p') \neq 0$, comme $\frac{R}{e}$ est très grand, les termes en p' disparaissent devant ceux en $(p-p')$.

Au contraire, si $(p-p') = 0$, les formules (I) se réduisent à leurs termes en p'.

II. — Vase cylindrique.

Soit un cylindre de rayon R, épaisseur e (négligeable devant R), longueur l, terminé par deux bases planes infiniment minces et parfaitement rigides, et soumis à des pressions p' sur la face externe, p sur la face interne [pression que nous décomposerons comme précédemment en p' et $(p-p')$], et enfin p'' sur les bases.

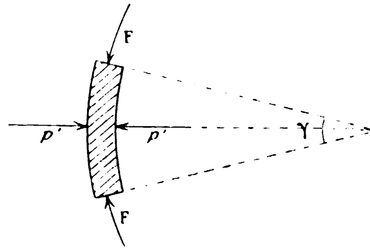


Fig. 2.

1° *Effet des pressions latérales* p'. — Découpons un élément de volume compris entre deux plans passant par l'axe et faisant entre eux un angle α et par deux plans perpendiculaires à l'axe et distants de l'unité de longueur.

Ces pressions p' s'exerçant sur deux surfaces différentes, l'équilibre de l'élément exige une pression superficielle (F par unité de longueur) telle que :

$$p'(R + e)\,\alpha - p'R\alpha = 2F \sin\frac{\alpha}{2} \qquad \text{ou} \qquad F = p'e,$$

et par unité de surface $\left(\frac{F}{e}\right) = p'$.

L'élément de volume est donc soumis à des pressions p' dans deux directions, et on a :

$$(3) \qquad \left\{ \begin{aligned} \left(\frac{\Delta l}{l}\right) &= 2bp' &&= 2a\sigma p', \\ \left(\frac{\Delta R}{R}\right) &= -(a - b)\,p' &&= -a\,(1 - \sigma)\,p', \\ \left(\frac{\Delta e}{e}\right) &= -(a - b)\,p' &&= -a\,(1 - \sigma)\,p'. \end{aligned} \right.$$

2° *Effet de la pression interne* $(p - p')$. — L'équilibre de l'élément de volume exige une tension superficielle telle que $(p - p') = \frac{F}{R}$; la

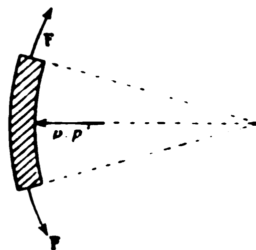


Fig. 3

traction $\left(\frac{F}{e}\right) = \frac{R}{e}(p - p')$ par unité de surface, qui s'exerce dans une seule direction produit les déformations :

$$(4) \qquad \left\{ \begin{aligned} \left(\frac{\Delta l}{l}\right) &= -b\,\frac{R}{e}\,(p - p') &&= -a\sigma\,\frac{R}{e}\,(p - p'), \\ \left(\frac{\Delta R}{R}\right) &= a\,\frac{R}{e}\,(p - p') &&= a\,\frac{R}{e}\,(p - p'), \\ \left(\frac{\Delta e}{e}\right) &= -b\,\frac{R}{e}\,(p - p') &&= -a\sigma\,\frac{R}{e}\,(p - p'). \end{aligned} \right.$$

3° *Effet de la pression p″ sur les bases.* — Elle donne évidemment:

$$(5)\quad \left\{ \begin{aligned} \left(\frac{\Delta l}{l}\right) &= - ap'' = - ap'', \\ \left(\frac{\Delta R}{R}\right) &= + bp'' = a\sigma p'', \\ \left(\frac{\Delta e}{e}\right) &= + bp'' = a\sigma p''. \end{aligned} \right.$$

Résumé. — En superposant les résultats (3), (4), (5), on a finalement pour la *déformation du vase cylindrique mince :*

$$(\text{II})\quad \left\{ \begin{aligned} \left(\frac{\Delta l}{l}\right) &= a\left[2\sigma p' - \sigma\frac{R}{e}(p - p') - p''\right], \\ \left(\frac{\Delta R}{R}\right) &= - a\left[(1 - \sigma)p' - \frac{R}{e}(p - p') - \sigma p''\right], \\ \left(\frac{\Delta e}{e}\right) &= - a\left[(1 - \sigma)p' + \sigma\frac{R}{e}(p - p') - \sigma p''\right]; \end{aligned} \right.$$

et, si l'on veut la *variation de la capacité interne* (ΔV_1), on a :

$$V_1 = \pi R^2 l, \qquad \left(\frac{\Delta V_1}{V_1}\right) = 2\left(\frac{\Delta R}{R}\right) + \left(\frac{\Delta l}{l}\right);$$

d'où :

$$\left(\frac{\Delta V_1}{V_1}\right) = - a\left[2(1 - 2\sigma)p' - (2 - \sigma)\frac{R}{e}(p - p') + (1 - 2\sigma)p''\right];$$

et pour la *variation du volume de la matière solide :*

$$V = 2\pi Rel, \qquad \left(\frac{\Delta V}{V}\right) = \left(\frac{\Delta R}{R}\right) + \left(\frac{\Delta e}{e}\right) + \left(\frac{\Delta l}{l}\right),$$

d'où :

$$\left(\frac{\Delta V}{V}\right) = - a(1 - 2\sigma)\left[2p' - \frac{R}{e}(p - p') + p''\right].$$

Toutes les formules que nous venons d'obtenir, (I), (II), sont en parfait accord avec celles que l'on obtient en appliquant les résultats de la théorie générale de l'élasticité et en regardant e comme négligeable par rapport à R, ce qui est le cas usuel.

RECONSTITUTION PAR LA MÉMOIRE D'UN ÉTALON DE LONGUEUR;

Par M. E. COLARDEAU.

Supposons que, par suite d'une circonstance quelconque, l'étalon du mètre vienne à être détruit, ainsi que toutes ses copies et toutes les longueurs connues en fonction du mètre. Admettons, en un mot, qu'il ne reste rien autre chose de cette unité que le *souvenir* qu'on en pourrait avoir. Ne pourrait-on chercher à utiliser ce seul souvenir pour reconstituer l'unité perdue ?

La méthode suivante se présenterait à l'esprit:

On s'adresserait à un grand nombre de personnes ayant eu, avant l'accident, l'occasion de voir ou de manier fréquemment la longueur du mètre. On leur présenterait une tige rectiligne de longueur quelconque, manifestement supérieure à 1 mètre, et on les prierait de marquer un trait sur cette tige, de manière que la distance entre ce trait et l'une des extrémités de la tige représente aussi bien que possible, d'après leur appréciation, la longueur qu'elles ont connue autrefois sous le nom de mètre. On prendrait la moyenne de toutes ces indications quand on en jugerait le nombre suffisant, et on aurait une longueur qui, d'après l'opinion générale des personnes soumises à l'expérience, devrait être le mètre. Que vaudrait ce mètre ainsi reconstitué ? Avec quel degré d'approximation aurait-on chance de retrouver le mètre vrai, si l'on tentait cette expérience ?

Au lieu d'opérer directement sur la longueur même du mètre, on pourrait appliquer la méthode précédente à la reconstitution du décimètre, par exemple, qu'on ajouterait dix fois à lui-même. D'une façon générale, on pourrait reconstituer directement la longueur de n centimètres et l'ajouter $\frac{100}{n}$ fois à elle-même pour avoir un mètre reconstitué d'après de nouvelles données. Tous ces mètres seraient-ils équivalents ?

Pour trancher la question, j'ai entrepris, sur 100 opérateurs de bonne volonté, une étude systématique de la faculté d'évaluation des longueurs, pour examiner si certaines d'entre elles sont privilégiées au point de vue de l'approximation relative avec laquelle elles sont évaluées et, par suite, auraient chance de donner une meilleure reconstitution du mètre.

Ces cent opérateurs ont été subdivisés en dix groupes comprenant

chacun dix personnes appartenant à une même catégorie de fonctions (physiciens, mathématiciens, chefs d'ateliers, ouvriers mécaniciens, etc.). Ils ont été soumis à deux épreuves successives. La première consistait à leur faire évaluer, *à la simple vue*, la longueur d'une série de réglettes. Dans la seconde épreuve on leur mettait entre les mains une tige rectiligne munie d'un anneau formant curseur et on les priait de placer ce curseur au point jugé par elles convenable pour sa distance à l'extrémité de la tige représentant une longueur donnée d'avance. Les résultats ont été traduits par des graphiques qui permettent d'apprécier, d'un seul coup d'œil, la valeur de chaque opérateur dans les deux épreuves.

En les discutant, on se rend compte que le hasard et l'arbitraire sont loin d'avoir, dans des expériences de ce genre, une aussi grande part que celle qu'on pourrait croire *a priori*. Chaque personne est assez logique avec elle-même dans tout le cours de l'examen qu'elle subit. Elle paraît s'attacher, pour faire ses évaluations, à une certaine unité qu'elle conserve dans son imagination, en passant d'une épreuve à l'autre. En particulier, on constate qu'il y a bien, entre les allures des deux courbes traduisant les deux épreuves pour chaque [illegible]

[illegible]

36 centimètres), fourniraient un mètre trop court de plus de 7 centimètres.

La reconstitution directe de la longueur même du mètre est beaucoup moins bonne que celle qui serait obtenue au moyen du décimètre, du double décimètre et surtout des longueurs intermédiaires. On s'imagine, en général, le mètre plus long qu'il ne l'est réellement, et la moyenne de cent opérateurs le donne trop long de plus de 4 centimètres.

En résumé, un essai de reconstitution du mètre, conduit d'après la méthode précédente, n'aurait pas les mêmes chances d'aboutir à un résultat exact, suivant qu'il porterait sur ce mètre lui-même, ou sur l'un de ses sous-multiples. C'est avec des longueurs comprises entre le décimètre et le double décimètre qu'on aurait chance d'avoir les meilleurs résultats. Et il y a lieu de penser que la moyenne des reconstitutions obtenues à l'aide de plusieurs longueurs réparties entre ces limites fournirait le résultat exact, à quelques millièmes près.

Note de M. BROCA *sur le même sujet.*

Depuis Fechner, beaucoup de physiologistes ont pensé qu'on pourrait énoncer la loi générale suivante : On perçoit des rapports et non des différences, ce qui implique que, dans une évaluation au jugement, l'erreur commise doit être proportionnelle à la quantité évaluée. M. Colardeau vient d'affirmer, une fois de plus, cette loi pour le cas très intéressant des évaluations de longueur. Les évaluations de longueur normale à la ligne visée se font, dans la plupart des cas, par des mouvements de l'œil. On peut concevoir ainsi que les petites longueurs sont évaluées, en général, par excès et les grandes par défaut. Dans le premier cas, nous comptons le nombre de saccades égales à 1 centimètre, par exemple, et nous comptons la dernière, plus petite, comme une entière. Pour les grandes longueurs, nous comptons mal. Il serait intéressant de reprendre ces expériences sur des longueurs de quelques millimètres contenues tout entières dans la zone de fixation, évaluées, par conséquent, sans mouvement de l'œil et aussi sur des sujets privés, pendant un certain temps, de la vue des règles graduées, pour voir comment la mémoire du diamètre apparent étalon (le centimètre en général) varie avec le temps.

Tito MARTINI. — Nuove ricerche termometriche e calorimetriche sul calore che si sviluppa nel bagnare le polveri (Nouvelles recherches thermométriques et calorimétriques sur la chaleur développée en humectant des poudres). — *Atti del R. Istituto Veneto*, serie VII, t. IX ; 1898 [1].

Pour les recherches thermométriques la méthode est celle qui a été décrite dans ce journal [2] : elle consiste à obliger le liquide à monter au sein de la poudre renfermée dans un tuyau, et séparée du liquide par une toile de tissu clair. J'ajouterai qu'ayant observé que les effets calorifiques augmentent de couche en couche, j'eus la précaution de maintenir le réservoir du thermomètre dans les couches supérieures, afin de pouvoir évaluer l'effet maximum. Le tableau suivant contient une partie des résultats trouvés avec 25 grammes de silex très pur.

Nom du liquide	Températures				Élévation de température
	de l'air	du liquide	du silex	maxima	
Eau distillée.	0°,38	0°,20	0°,42	22°,20	21°,78
—	7 ,30	7 ,50	7 ,50	30 ,25	22 ,75
—	19 ,00	18 ,96	19 ,30	41 ,90	22 ,60
Alcool absolu.	5 ,25	5 ,30	5 ,38	28 ,15	22 ,77
—	19 ,27	18 ,87	19 ,60	45 ,75	26 ,15
Ether.	4 ,67	4 ,60	4 ,90	37 ,10	32 ,20
—	14 ,65	14 ,60	14 ,69	46 ,21	31 ,52
Ether acétique.	5 ,10	5 ,42	5 ,69	30 ,35	24 ,66
—	20 ,19	20 ,25	20 ,70	50 ,80	30 ,55
Benzine.	5 ,55	5 ,62	5 ,80	17 ,60	11 ,80
—	19 ,50	19 ,49	19 ,60	31 ,70	12 ,10
Sulfure de carbone.	8 ,11	7 ,83	7 ,90	18 ,65	10 ,75
—	18 ,84	18 ,95	19 ,32	31 ,05	11 ,73

J'ai fait aussi des mesures calorimétriques à l'aide d'un calorimètre de laiton à parois minces, formé de deux tuyaux concentriques. Le tuyau intérieur, qui devait renfermer les poudres, avait le fond percé de petits trous, afin que l'air pût en sortir quand on versait le liquide. La sortie de la poudre était empêchée par une rondelle de drap posée au fond. Le calorimètre était soutenu par trois fils de soie et entouré d'un vase contenant du chlorure de calcium. Voici les résultats obtenus avec l'eau distillée, le silex et le charbon animal, qui furent humectés avec une quantité d'eau égale à celle qui avait

[1] Extrait par l'auteur.
[2] *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 448 ; 1897.

été absorbée par un même poids de poudre dans les recherches thermométriques.

Calories développées par le silex pur humecté avec l'eau distillée.

Poids du silex	Volume de l'eau versée	Petites calories	Calories rapportées à 1 gr.
50 gr.	72 cm³	677,10	13,54
50	70	684,50	13,67
45	63	603,10	13,48
40	60	558,70	13,96
40	62	558,70	13,96
40	66	555,00	13,87
35	53	477,30	13,64

Calories développées par le charbon animal pur humecté avec l'eau distillée.

Poids du silex	Volume de l'eau versée	Petites calories	Calories rapportées à 1 gr.
44 gr.	60 cm³	629,00	14,29
40	53	519,80	14,25
40	58	573,30	14,33
35	51	514,30	14,69
30	43	440,30	14,67

M. Meissner, il y a quelques années (¹), fit des recherches calorimétriques avec l'appareil de M. Bunsen; mais, comme il avait expérimenté avec des quantités de liquide prises au hasard, ses résultats, discordants entre eux, furent beaucoup moins élevés que les miens. Pour démontrer qu'on obtient le maximum d'effet calorifique lorsqu'on humecte la poudre avec la quantité de liquide qu'elle absorberait par capillarité, je citerai les expériences suivantes, où j'employai une quantité d'eau tantôt supérieure, tantôt inférieure à celle-là.

	Grammes		Cm³		Cal. gr.	Pour gr.
Silex.	40	; eau distillée	76	en augmentation	518,00	12,95
—	50	—	60	en déficit	599,40	11,98
Charbon animal.	40	—	70	en augmentation	458,80	11,47
—	40	—	40	en déficit	499,50	12,49

On peut donc conclure que, si ces conditions sont remplies, la *quantité de chaleur développée est proportionnelle au poids de la poudre humectée.*

Je citerai encore l'expérience suivante :

Ayant réuni 200 grammes de silex, bien desséché, dans une cloche tubulée en verre, où ils occupaient la hauteur de 12 centimètres, en

(¹) *Wiedemann's Annalen*, t. XIX, p. 111 ; 1886.

humectant la poudre de bas en haut avec de l'eau qui descendait d'un vase posé au-dessus de la cloche, j'obtins les résultats suivants :

Température de l'air.	19°,15
— de l'eau.	19 ,04
— du silex.	19 ,20
— maxima.	70 ,10
Augmentation.	50 ,90

Ce résultat me paraît intéressant à cause des conséquences qu'on pourra peut-être en tirer dans les études géothermiques.

T. Martini.

T.-N. THIELE. — On the law of spectral series (Sur la loi des séries spectrales). *The astroph. Journ.*, t. VI, p. 65 ; 1897.

Ce que l'on peut dire actuellement de plus général sur les séries de lignes ou de bandes observées dans les spectres, c'est qu'elles sont représentées par des fonctions de la forme :

$$(1) \qquad \lambda = f[(n+c)^2],$$

n pouvant prendre toutes les valeurs entières positives ou négatives, et c représentant une constante < 1. Chaque série de lignes, ainsi considérée, se décompose en deux branches suivant que l'on fait n positif ou négatif. Les deux branches se confondent si $c = 0$ ou $c = \frac{1}{2}$.

La formule proposée par M. Pickering, généralisation de la formule de Rydberg, qui était elle-même une généralisation de la formule de Balmer, rentre dans le type (1). Elle peut se mettre sous la forme

$$\lambda = \frac{\lambda_0 a + \lambda_\infty (n+c)^2}{a + (n+c)^2},$$

qui donne $\lambda = \lambda_0$ pour $n + c = 0$, et $\lambda = \lambda_\infty$ pour $n = \infty$; elle renferme quatre constantes dont le calcul est relativement aisé. Malheureusement, d'après M. Thiele, cette formule est encore insuffisante.

L'auteur essaie la formule

$$\lambda = \lambda_\infty + \frac{a_1}{(n+c)^2 + C_1} + \frac{a_2}{(n+c)^2 + C_2},$$

pour représenter par ses deux branches (n positif ou négatif) une série de lignes bien nettes et une série de lignes diffuses empruntées l'une et l'autre au spectre de l'hélium de MM. Runge et Paschen; mais, bien que la concordance des longueurs d'onde observées et calculées puisse être considérée comme parfaite pour la branche positive, et que les différences relatives à la branche négative soient très faibles, ces dernières paraissent offrir un caractère systématique, et M. Thiele pense que les deux séries doivent être considérées comme distinctes.

E. Bouty.

W.-J. HUMPHREYS. — Changes in the wave-frequencies of the lines of emission spectra of elements, their dependence upon the elements themselves and upon the physical conditions, under which they are produced (Changement dans la fréquence des ondes des lignes des spectres d'émission des éléments; leur dépendance par rapport aux éléments eux-mêmes et aux conditions dans lesquelles elles se produisent). — *The astroph. Journ.*, t. VI, p. 169; 1897.

Ce mémoire présente, sous leur forme définitive, les expériences et les mesures dont nous avons précédemment rendu compte [1]. Il contient des tables de déplacement des raies relatives à 52 éléments.

Les conclusions sont résumées par l'auteur de la manière suivante :

1° L'accroissement de pression déplace toutes les lignes isolées vers l'extrémité rouge du spectre.

2° Ce déplacement est proportionnel à la pression.

3° Il ne dépend pas de la pression particulière de chaque gaz ou vapeur produisant les lignes, mais de la pression totale.

4° Le déplacement des lignes paraît indépendant de la température.

5° Les lignes des bandes (tout au moins de certaines bandes du cyanogène et de l'oxyde d'aluminium) ne sont pas déviées d'une manière appréciable.

6° Les déviations de lignes semblables d'un élément donné sont proportionnelles aux longueurs d'onde de ces lignes.

7° Différentes séries de lignes (telles qu'elles sont décrites par Kayser et Runge) d'un même élément sont différemment déviées. Ces déviations, réduites à la même longueur d'onde, sont entre elles

[1] Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 82 et 84; 1897.

approximativement comme 1, 2 et 4 pour la série principale, la première et la seconde séries secondaires.

8° Les lignes *semblables* d'un élément, bien que n'appartenant pas à une série reconnue, sont également déplacées (quand on les réduit à la même longueur d'onde), mais le déplacement est différent pour des lignes non semblables.

9° Dans bien des cas, les déplacements de lignes semblables de divers éléments sont en raison inverse de la température absolue de fusion des éléments qui les produisent.

10° Les déplacements de lignes semblables de divers éléments sont entre eux approximativement comme les produits des coefficients de dilatation linéaire relatifs à l'état solide et des racines cubiques des volumes atomiques.

11° Pour des lignes analogues ou semblables d'éléments appartenant à une même moitié d'un groupe de Mendeleeff, les déplacements sont proportionnels aux racines cubiques des poids atomiques.

12° Les lignes des substances, qui, à l'état solide, ont les plus grands coefficients de dilatation, éprouvent les plus grands déplacements et *vice versa*.

13° Le déplacement de lignes semblables est une fonction périodique du poids atomique et, par conséquent, peut être comparée à toute autre propriété des éléments qui est elle-même une fonction périodique de leurs poids atomiques.

E. Bouty.

G. JOHNSTONE STONEY. — Of atmospheres upon planets and satellites (Les atmosphères des planètes et des satellites). — *The astroph. Journ.*, t. VII, p. 25; 1898.

L'objet de ce curieux et important mémoire est de mettre en évidence une série de conséquences de la théorie cinétique des gaz, que l'auteur a énoncées en partie dès 1867 (1) et développées depuis à diverses reprises, mais qu'il publie aujourd'hui, en les complétant, sous leur forme définitive.

La théorie cinétique des gaz fixe la vitesse de translation moyenne des molécules d'un gaz donné à une certaine température, mais n'assigne aucune limite supérieure à la vitesse que peut acquérir acci-

(1) *Transactions of the Royal Dublin Society.*

dentellement une de ces molécules. Il doit donc arriver que quelques-unes des molécules émises par la couche extrême de l'atmosphère d'un astre possèdent une vitesse suffisante pour échapper à l'attraction de cet astre et graviter désormais vers le soleil d'une manière indépendante. Pour la terre, cette vitesse critique des molécules est un peu supérieure à 11 kilomètres par seconde, si l'on ne tient pas compte de la rotation terrestre, et elle est de $10^{km},5$ environ, si l'on suppose la molécule lancée dans la direction même où ce mouvement de rotation l'entraîne.

Admettons, avec l'auteur, que la température des couches extrêmes de l'atmosphère ne descend pas au-dessous de $-66°$ centigrades. A cette température, la vitesse moyenne des molécules de l'hydrogène est de 1600 mètres par seconde, c'est-à-dire seulement sept fois plus faible que la vitesse critique. Celle-ci doit donc être atteinte de temps en temps, quoique d'une manière exceptionnelle [1]. Si l'on suppose qu'à un moment donné l'hydrogène ait formé un élément important de l'atmosphère terrestre, on voit que ce gaz a pu s'échapper beaucoup plus aisément, par exemple, que la vapeur d'eau, dont la vitesse moléculaire moyenne à la même température (534 mètres) est environ trois fois moindre.

L'hydrogène ne peut, il est vrai, se trouver en proportion notable dans notre atmosphère riche en oxygène, et cela par le seul fait des orages, qui l'élimineraient progressivement à l'état d'eau ; mais la même raison ne saurait être invoquée pour l'hélium dont les affinités paraissent si faibles. Or les sources thermales sont susceptibles de verser dans l'atmosphère de l'hélium qui, au cours des siècles, devrait s'y être progressivement accumulé en quantité notable, s'il n'était éliminé par une autre voie. M. J. Stoney pense que l'hydrogène et l'hélium (dont la vitesse moléculaire n'est inférieure à celle de l'hydrogène que dans un rapport égal à $\sqrt{2}$) sont éliminés par les couches supérieures de l'atmosphère d'après le mécanisme expliqué ci-dessus. Comme, d'autre part, l'eau ne semble pas être éliminée en quantité sensible, l'auteur admet que la densité limite d'un gaz susceptible d'être conservé indéfiniment par l'atmosphère terrestre, est intermédiaire aux densités de la vapeur d'eau et de l'hélium. Il

(1) Le nombre relatif de molécules dont la vitesse de translation possède une valeur donnée décroît rapidement à mesure que cette vitesse est plus éloignée de la vitesse moyenne.

emploie ensuite cette donnée très hypothétique pour fixer la limite inférieure de densité des gaz qui peuvent être conservés par les atmosphères des diverses planètes. Il arrive aux conclusions suivantes :

Lune. — La vitesse critique est seulement de $2^{km},38$, au lieu de 11 kilomètres. Il en résulte que des molécules beaucoup plus massives pourront quitter l'atmosphère de la lune avec la même facilité que l'hélium abandonne l'atmosphère terrestre. Le rapport des masses moléculaires, c'est-à-dire des densités des gaz perdus avec une facilité égale par les deux atmosphères, doit être en raison inverse du carré des vitesses critiques, c'est-à-dire égal à 19,5 environ. L'atmosphère lunaire ne pourra donc conserver ni vapeur d'eau, ni azote, ni oxygène, ni argon, ni même acide carbonique ou sulfure de carbone. Tous ces gaz quitteront l'atmosphère lunaire plus aisément que l'hélium n'abandonne l'atmosphère terrestre.

Mercure. — Son atmosphère ne pourrait conserver la vapeur d'eau, ni sans doute, en raison de la haute température qui peut régner sur la planète, l'oxygène et l'azote.

Vénus. — Atmosphère analogue à celle de la terre.

Mars. — Son atmosphère ne pourrait retenir d'eau. Pour expliquer les calottes polaires de Mars, M. Stoney est obligé d'admettre qu'elles sont formées de neige carbonique.

Jupiter. — En vertu de la puissante gravité qui règne à sa surface, cette planète pourrait emprisonner dans son atmosphère tous les gaz connus des chimistes.

Saturne, *Uranus*, *Neptune*. — Données insuffisantes pour déterminer si les atmosphères de ces planètes peuvent retenir l'hydrogène. Saturne peut certainement retenir l'hélium.

Soleil. — En appliquant les mêmes principes, l'auteur cherche à se faire une idée des dimensions primitives du soleil. A cet effet, il suppose que cet astre a pu être dans un état de condensation tel que son atmosphère extrême, supposée à 0° centigrade, fût encore capable de retenir l'hydrogène. On trouve ainsi un rayon intermédiaire aux orbites de Mars et de Jupiter.

E. BOUTY.

A. BELOPOLSKY. — New investigations of the spectrum of β Lyræ (Nouvelle étude du spectre de β de la Lyre). — *The astroph. Journ.*, t. VI, p. 328. — Researches on the spectrum of the variable star η Aquilæ (Recherches sur le spectre de l'étoile variable η de l'Aigle). — *Ibid.*, p. 393 ; 1897.

1. — De l'étude comparée des déplacements de la ligne sombre $\lambda = 4482$ du magnésium et de la ligne brillante F dans le spectre de l'étoile variable β de la Lyre, l'auteur conclut :

a) Que les variations d'éclat de cette étoile s'expliquent complètement par des éclipses. En effet, quand surviennent les deux minimum d'éclat, la vitesse de l'astre, évaluée suivant le rayon vecteur qui joint l'astre à la terre, est nulle.

b) Que la ligne sombre $\lambda = 4482$ appartient au spectre de celle des deux étoiles qui est éclipsée au moment du minimum principal, tandis que la ligne brillante F appartient à celle qui est éclipsée lors du minimum secondaire.

2. — Une étude, poursuivie par des moyens analogues, sur le spectre de l'étoile variable η de l'Aigle, établit au contraire que la vitesse radiale n'est pas nulle au moment des minimum d'éclat. La variation ne pourrait donc s'expliquer complètement par des éclipses.

E. Bouty.

G.-W. MYERS. — The system of β Lyræ (Le système de β de la Lyre). — *The astroph. Journ.*, t. VII, p. 1 ; 1898.

L'auteur discute, au point de vue astronomique et spectroscopique, les observations que l'on possède sur β de la Lyre, et il les interprète suivant la théorie dite du satellite, dans laquelle on attribue les minimum d'éclat aux éclipses réciproques de deux astres jumeaux. Admettant que les deux astres sont des ellipsoïdes semblables, M. Myers arrive aux conclusions suivantes :

1° L'orbite de l'astre secondaire est presque circulaire et son plan passe à peu près exactement par le soleil ;

2° L'aplatissement commun des ellipsoïdes est voisin de 0,37 ; abstraction faite des librations, les périodes de rotation et de révolution sont égales ;

3° L'éclat du plus grand des deux corps n'est que 0,4 de l'éclat du petit ;

4° La distance des centres n'est environ que les $\frac{15}{8}$ du demi-grand axe du plus grand des deux ellipsoïdes ;

5° L'excentricité du système doit avoir augmenté depuis 1855, époque des observations d'Argelander;

6° Le mouvement du centre de gravité du système par rapport au soleil est extrêmement petit ;

7° Le demi-grand axe de l'astre secondaire est d'environ 50000000 de kilomètres;

8° Les masses des deux astres sont respectivement 21 fois et 9,5 fois celle du soleil ;

9° Leurs densités sont sensiblement les mêmes ;

10° La densité du système est comparable à la densité de l'air atmosphérique. Ce système est donc à l'état nébuleux.

L'intensité considérable des lignes d'absorption dans le spectre de β de la Lyre indique une puissante atmosphère enveloppant les deux noyaux. Cette atmosphère, condensée principalement au voisinage du plus gros noyau, doit absorber en plus forte proportion la lumière émise par ce dernier; d'où il suit qu'on ne peut conclure, du fait de son moindre éclat apparent, que son éclat intrinsèque soit réellement inférieur à celui de son compagnon plus petit.

E. Bouty.

Sir W. HUGGINS et Lady HUGGINS. — On the relative Behavior of the H and K lines of the spectrum of calcium (Sur l'importance relative des lignes H et K dans le spectre du calcium). — *The astroph. Journ.*, t. VI, p. 77 ; 1897.

Dès 1872, M. Young avait observé que les lignes H et K du calcium sont presque toujours observables dans le spectre de la chromosphère et des protubérances, tandis que la forte ligne bleue et les autres lignes du même métal ne s'y observent que très rarement.

Les auteurs produisent le spectre du calcium dans une étincelle aussi faible que possible et faisant varier la densité de la vapeur de calcium dans de larges limites, ils reconnaissent que, quand cette densité diminue de plus en plus, les diverses lignes du spectre s'affaiblissent très inégalement, et les lignes H et K persistent les dernières. Ainsi, quand l'étincelle jaillit entre des électrodes de calcium, les lignes H et K, la ligne bleue de longueur d'onde 4226,9 et deux lignes 3737 et 3706 plus réfrangibles que H et K sont fortes, diffuses et

d'intensité à peu près égale. En remplaçant les électrodes de calcium par des électrodes de platine humectées avec une dissolution de chlorure de calcium, enfin en enlevant le plus possible le chlorure par une série de lavages à l'eau distillée, on voit toutes les lignes autres que H et K subir des diminutions d'intensité beaucoup plus rapides. A la fin ces deux raies, naturellement très affaiblies, persistent seules.

On peut donc expliquer les faits observés par Young, en admettant que la vapeur de calcium ne possède, dans les protubérances, qu'une densité extraordinairement faible. Il n'y aurait pas lieu de supposer qu'elle s'y trouve dans un état spécial de dissociation.

Les expériences de sir Huggins et de lady Huggins sont confirmées par des observations d'une autre espèce, faites par MM. Liveing et Dewar. Les lignes du calcium apparaissent habituellement dans le spectre de l'arc jaillissant entre des électrodes de charbon, à moins que les baguettes employées n'aient été chauffées pendant longtemps dans le chlore. Si l'on a pris cette précaution, on ne voit d'abord aucune ligne du calcium; mais au bout d'un certain temps on voit apparaître K, puis H, puis enfin les autres lignes du calcium, à mesure que, la combustion mettant à nu quelques portions du charbon non atteintes par le chlore, la vapeur de calcium apparaît en quantité de plus en plus notable.

E. Bouty.

J. SCHEINER. — On the Spectrum of Hydrogen in the Nebulæ (Sur le spectre de l'hydrogène dans les nébuleuses). — *The astroph. Journ.*, t. VII, p. 231; 1898.

On sait que le spectre de l'hydrogène fourni par les nébuleuses diffère de celui que l'on obtient par les tubes de Geissler sous ce rapport que, dans certaines conditions, H_β (c'est-à-dire F) est visible, tandis que H_α (ou C) est difficile à distinguer ou paraît manquer complètement; au contraire, dans les tubes de Geissler, H_α paraît, en général, plus brillant que H_β.

Huggins [1] a montré que, par un affaiblissement suffisant de l'intensité, le spectre de l'azote peut se réduire à une seule ligne dans le vert, et que c'est là un phénomène purement physiologique, car on peut le produire en éloignant suffisamment le tube de Geissler du

[1] *Phil. Trans.*, 1868, p. 544.

spectroscope. Il pense que, de même, par un affaiblissement suffisant de l'intensité, le spectre de l'hydrogène se réduirait à la raie H_β ; ce qui a été ultérieurement confirmé par Fiévez. L'apparence spéciale du spectre des nébuleuses aurait donc une cause purement physiologique, le phénomène de Purkinje.

Il convenait toutefois de s'assurer si cette cause agit seule, c'est-à-dire si l'on ne pourrait pas reproduire la modification caractéristique du spectre des nébuleuses, en utilisant des décharges électriques suffisamment faibles et en abaissant suffisamment la température ambiante.

Or, en abaissant à — 200° la température autour d'un tube de Geissler, à l'aide de l'air liquide, et en excitant ces tubes dans le champ d'un transformateur de Tesla à haute tension, M. Scheiner n'a vu aucune modification se produire dans l'intensité relative des raies H_α et H_β.

Au contraire, en limitant, à l'aide d'écrans convenables, le spectre de la flamme d'une lampe à pétrole, de manière à le réduire à deux lignes brillantes occupant à peu près la situation des raies H_α et H_β. il a pu faire disparaître la raie artificielle H_α en éloignant suffisamment la source.

M. Scheiner conclut donc que la disparition de H_α dans le spectre das nébuleuses est due exclusivement à la faiblesse de la lumière émise, et au défaut de sensibilité de l'œil pour la partie la moins réfrangible du spectre.

E. Bouty.

P. CARDANI. — Sui fenomeni termici nei circuiti di scarica dei condensatori ; parte I : Elettroliti (Sur les phénomènes thermiques dans les circuits de décharge des condensateurs ; 1re partie : Electrolytes). — *Il Nuovo Cimento*, 4e série, t. VII ; 1898. — Sopra un nuovo metodo per la misura della conduttività degli elettroliti (Sur une nouvelle méthode pour la mesure de conductibilité des électrolytes). — *Elettricista*, ann. VII, n° 3 ; 1898.

M. Cardani s'est posé la question suivante : Étant donné un condensateur dont le circuit de décharge comprend un micromètre à étincelles et une colonne cylindrique d'un électrolyte de nature, de longueur et de section variables, d'après quelles lois varie la quantité de chaleur dégagée dans une portion quelconque du circuit (telle que le micromètre à étincelles lui-même, ou une résistance métallique comprise dans le circuit), quand on fait seulement varier la colonne électrolytique.

A cet effet, M. Cardani forme le circuit de décharge :

1° D'un tube cylindrique de verre contenant l'électrolyte : deux électrodes de laiton occupent la section entière du tube et peuvent être rapprochées jusqu'au contact ou éloignées à volonté ;

2° D'un micromètre à étincelles de Villari, formé d'un petit ballon dans lequel pénètrent les tiges du micromètre terminées par des petites sphères, et constituant une sorte de thermomètre à air, comparable, par sa disposition, au thermomètre de Riess ;

3° D'un thermomètre-calorimètre à pétrole. Cet appareil construit entièrement en verre est formé : 1° d'un tube-réservoir protégé contre les actions thermiques extérieures par une double enveloppe et contenant un fil de platine immergé dans le pétrole ; 2° d'une tige calibrée thermométrique en communication avec le réservoir ; 3° d'un entonnoir à robinet destiné à introduire le pétrole et le faire affleurer, à l'origine des mesures, à telle division que l'on veut de la tige calibrée. Quand une décharge passe dans le fil, on observe dans la tige un déplacement du liquide thermométrique proportionnel à la quantité de chaleur dégagée dans le fil.

M. Cardani laisse fixe la distance des boules du micromètre et, par conséquent, le potentiel explosif, et il observe que quand on fait varier la colonne électrolytique :

1° Les indications du thermomètre-calorimètre à pétrole demeurent proportionnelles aux excursions de la colonne liquide du micromètre à étincelles. Les quantités de chaleur dégagées dans le fil de platine du thermomètre à pétrole d'une part, dans l'air du ballon du micromètre à étincelles d'autre part, varient donc proportionnellement ;

2° Si l'on désigne par N_0 et par N le nombre de divisions dont se déplace la colonne thermométrique : 1° quand les électrodes du tube à électrolyte se touchent ; 2° quand elles sont à une distance L, on a, en désignant par S la section du tube, par K la résistance spécifique de l'électrolyte, par α une constante instrumentale (dépendant de l'ensemble des conditions de l'expérience, telles que capacité, distance explosive, etc.) :

$$N_0 - N = \frac{N}{\alpha}\frac{KL}{S} = \frac{N}{\alpha}R; \qquad (1)$$

ainsi le rapport $\frac{N_0 - N}{N}$ est proportionnel à la résistance R de la colonne électrolytique.

M. Cardani propose d'employer cette formule empirique à la mesure de la résistance des électrolytes. De fait, avec des solutions électrolytiques diverses, il obtient les résultats consignés dans le tableau suivant:

	K en ohms	
	Cardani	Kohlrausch
Sulfate de cuivre à 4,75 0/0 de solution........	55,3	55,3
— — 2,44 —	92,3	92,8
— de zinc 10 —	151,2	152,6
Chlorure de sodium 10 —	55,8	56,8
Mélange de 4 vol. d'eau et de 1 vol. d'acide sulfurique..................................	1,6	1,5

E. Bouty.

P. CARDANI. — Applicazione dell'alcalimetria alla misura delle correnti di scarica dei condensatori (Application de l'alcalimétrie à la mesure des courants de décharge des condensateurs). — *Il Nuovo Cimento*, 4ᵉ série, t. VII; février 1898.

Les décharges traversent une solution de chlorure de sodium obtenue en étendant la solution normale à un volume 200 fois plus grand. Le pôle positif est un bâton d'argent pur, le pôle négatif un fil de platine. Après avoir compté mille décharges par exemple, on procède au titrage alcalimétrique de la solution.

Pour ce titrage on emploie des dissolutions de soude caustique et d'acide oxalique obtenues en étendant les solutions normales à un volume 200 fois plus grand; le réactif employé est la phénolphtaléine. Avant l'expérience, on ajoute au chlorure de sodium assez de la liqueur oxalique pour rendre la solution rose pâle. On conserve une moitié A de cette liqueur ; on soumet l'autre moitié B à l'action des décharges. Après l'expérience, on place les deux liquides A et B dans deux verres placés sur un carton blanc. On ajoute à A assez de la liqueur normale alcaline, à B assez de la liqueur normale acide pour les décolorer l'une et l'autre. On en déduit la quantité de sodium mise en liberté par les décharges et, par conséquent, la quantité d'électricité qui a traversé le circuit.

M. Cardani a vérifié que la quantité ainsi trouvée est proportionnelle : 1° au nombre des décharges; 2° à la capacité de la batterie employée.

La méthode est assez sensible pour montrer la variation de la quantité d'électricité d'une décharge quand on insère dans le circuit, avec un micromètre à étincelles invariables, une colonne électrolytique plus ou moins résistante.

E. Bouty.

P. CARDANI. — Sui fenomeni termici nei circuiti di scarica dei condensatori; Parte II : Conduttori metallici. (Sur les phénomènes thermiques dans les circuits de décharge des condensateurs). — *Il Nuovo Cimento*, 4e série, t. VII, avril 1898.

On sait que la résistance efficace des conducteurs *métalliques* pour les courants alternatifs est supérieure et n'est nullement proportionnelle à leur résistance proprement dite ou *ohmique*. Toutefois Riess, opérant avec les décharges de condensateurs, a trouvé que la chaleur dégagée dans les fils très fins se partage entre les conducteurs proportionnellement à leur résistance ; que notamment, pour deux fils de même nature et de même longueur placés sur le même circuit, les quantités de chaleur dégagées sont en raison inverse de leurs sections.

M. Cardani vérifie que, pour les fils très fins, les conclusions de Riess sont pratiquement vraies ; mais il n'en est pas de même pour des fils plus gros. Faisant usage de la formule connue de Thomson pour calculer la période des courants de décharge du condensateur employé dans des conditions où on peut calculer *a priori*, la capacité et le coefficient de self-induction du circuit, M. Cardani vérifie la formule de lord Rayleigh et de Stefan, relative à la résistance efficace R :

$$R = \pi r a \sqrt{\frac{n\mu}{\rho}},$$

dans laquelle r est la résistance ohmique, n la fréquence, ρ la résistance spécifique, a le rayon du fil, enfin μ la perméabilité magnétique. Avec des fils de cuivre, la vérification est parfaite pour des diamètres du fil de 1 à 5 centimètres de diamètre.

E. Bouty.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXV, n° 4, 1898 (*fin*).

R. STRAUBEL. — Theorie und Anwendung eines Instrumentes zur Messung des Astigmatismus. Astigmometers (Mesure de l'astigmatisme. Astigmomètre). — P. 794-808.

On peut donner à un faisceau lumineux homocentrique un degré d'astigmatisme variable à volonté, par l'emploi de deux lentilles

cylindriques accolées, susceptibles de tourner l'une par rapport à l'autre dans leur propre plan. Avec deux lentilles cylindriques, planconvexes d'égale convergence, par exemple, on aurait un astigmatisme variant entre zéro (pour leurs axes perpendiculaires) et le double de la convergence de chaque lentille (pour leurs axes parallèles). Avec deux lentilles cylindriques, l'une planconvexe, de n dioptries, l'autre planconcave, de $-n$ dioptries, on a un astigmatisme variant de 0 (axes parallèles) à $2n$ dioptries (axes croisés) [1]. Cette seconde disposition a l'avantage que le système des deux lentilles ne change pas la courbure moyenne de l'onde, ou, si l'on veut, la convergence moyenne du faisceau [2].

M. Straubel applique cette disposition à l'étude des irrégularités d'une surface réfléchissante quelconque. Au lieu d'opérer sur la cornée, comme avec l'astigmomètre ordinaire, il opère sur une face de prisme, sur un petit miroir, etc. Il emploie la méthode d'autocollimation : l'objet lumineux est un petit réseau quadrillé, vivement éclairé latéralement, et placé à peu près au foyer de l'objectif. Si la surface réfléchissante, disposée normalement à l'axe du collimateur, ne présente aucune inégalité de courbure suivant les différents méridiens, mais présente une légère courbure, il faudra déplacer un peu le plan du réseau en avant ou en arrière du plan focal de l'objectif, pour en obtenir une image nette par réflexion qui se superpose au réseau lui-même. Cette modification du tirage fait connaître la courbure moyenne. L'appareil ainsi décrit, est complété par l'interposition, à la suite de la lentille collimatrice, de deux lentilles cylindriques, l'une concave, l'autre convexe, tournant toutes deux dans

---

(1) L'auteur remarque, en outre, que des appareils fondés sur ce principe ont été employés en oculistique. L'appareil de M. G. Weiss pour l'étude de l'astigmatisme, qui est dans tous les laboratoires de physique biologique, permet de réaliser les deux cas particuliers que nous avons pris pour exemples. B. B.

(2) J'appelle *convergence* d'un faisceau en un point, la courbure de l'onde en ce point, c'est-à-dire l'inverse des rayons de courbure de l'onde, cet inverse étant évalué en dioptries, et compté positivement, si le rayon de courbure est dans le sens de la propagation de la lumière, c'est-à-dire si le faisceau est convergent, négativement s'il est divergent. La *convergence* est d'ailleurs susceptible d'une définition physique plus accessible que la précédente, et l'introduction de cette quantité dès le début de l'optique géométrique facilite singulièrement l'énoncé des formules des miroirs et des lentilles. On dira, par exemple : le rôle d'une lentille convergente est d'ajouter un nombre, toujours le même, de dioptries (dit par définition la convergence de la lentille) à la convergence du faisceau qui la traverse au point où il la rencontre. Les discussions sur la réalité de l'image prennent dès lors une forme très concrète. B. B.

leur propre plan. Si la surface réfléchissante a des inégalités de courbure dans les divers méridiens, le faisceau réfléchi sera rendu astigmate, et, pour retrouver l'image nette du réseau, il faudra, en général, toucher aux deux lentilles cylindriques. La direction des plans bissecteurs de leurs génératrices donne la direction des deux plans rectangulaires de la surface où la courbure est maximum ou minimum. L'angle fait entre elles et les génératrices des deux lentilles fait connaître la différence des courbures dans ces deux plans.

B. Brunhes.

Tome LXV, n° 5; 1898 (1).

H. DU BOIS. — Ueber magnetische Schirmwirkung (Sur les écrans magnétiques). — *W. Ann.*, p. 1; — *The Electrician*, t. XL, p. 218, 316, 511, 652, 814, et t. XLI, p. 108; 1898.

Dans ce travail, dont la première partie a paru antérieurement (2), l'auteur s'est proposé de reprendre l'étude des écrans magnétiques (pour des forces magnétiques constantes) et d'en tirer des conclusions pratiques, applicables, par exemple, aux induits dentés et aux induits à trous, au sujet desquels ont paru récemment de nombreux travaux (3).

Il s'occupe des écrans constitués par une ou deux couches sphériques ou cylindriques indéfinies, et calcule leur protection, qu'il caractérise par le rapport existant entre le champ uniforme primitif (normal à l'axe pour les cylindres) et le champ à l'intérieur de l'écran. Cette protection s'exprime d'une manière assez simple en fonction de la perméabilité et des dimensions de l'écran. On peut, en utilisant ces expressions, déterminer la perméabilité en mesurant la protection. M. Du Bois a construit sur ce principe un perméamètre qui permet d'avoir facilement des renseignements assez précis sur la perméabilité des plaques minces de fer : il suffit d'enrouler ces plaques autour d'un cylindre de verre placé dans un champ uniforme, et auquel est fixé un système magnétique convenable destiné à la mesure du champ.

Dans le cas des écrans bilamellaires, M. Du Bois montre qu'il y

(1) L'analyse des Mémoires de M. Lamotte, K. Wesendonck et A. Pflüger, parus dans ce fascicule des *Wied. Ann.*, sera donnée prochainement dans ce *Journal*.
(2) *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 348; 1897.
(3) Voir l'*Éclairage électrique*, 1897 et 1898.

a une disposition qui, pour une protection déterminée, correspond à un minimum de poids du système, et qu'il est, par suite, avantageux d'employer.

Il étudie ensuite le cas important d'un courant placé dans une région protégée; il montre que, si le système est en mouvement par rapport à un champ, la force électromotrice produite est toujours la même que si le courant n'était entouré d'aucune masse magnétique; au contraire, l'action mécanique qui serait exercée par le champ sur le courant en l'absence de tout écran, se trouve presque en entier reportée sur la masse magnétique qui entoure le courant; ainsi s'explique la diminution des courants de Foucault dans les conducteurs des induits à trous.

Dans un travail récent [1] M. Searle a étudié, par la méthode des images, le cas d'un courant placé dans une masse de fer limitée par une face plane parallèle au courant et s'étendant indéfiniment; il a construit des diagrammes théoriques, dont M. Du Bois a pu obtenir la reproduction par des spectres de limaille.

On pourra trouver dans l'*Éclairage électrique* une analyse plus détaillée de ces différents travaux.

Ch. Maurain.

DU BOIS. — Susceptibilität des Wassers und wässeriger Lösungen (Susceptibilité de l'eau et des solutions aqueuses). — P. 38.

L'auteur présente quelques observations à propos d'un mémoire récent de MM. Jäger et Meyer [2], et rappelle certains résultats obtenus antérieurement par lui [3].

MM. Jäger et Meyer ont montré que la susceptibilité de l'eau varie avec la température, et la représentent par la formule

$$K = -0,647 [1 - 0,00164t] . 10^{-6}.$$

M. Du Bois a, en 1888, donné une formule analogue

$$K = -0,837 [1 - 0,0025 (t - 15^\circ)] . 10^{-6}.$$

Les valeurs absolues données par ces auteurs pour la susceptibilité

(1) *The Electrician*, t. XL, p. 486 et 510; 1898.
(2) Jäger und Meyer, *Sitzungsber. der k. Akad. der Wissench. in Wien*, t. CVI, p. 594-653; 1897.
(3) Du Bois, *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 167; 1888.

des solutions aqueuses est d'environ 20 0/0 inférieure à celles trouvées par MM. Quincke, Curie et Du Bois, les nombres de ces trois expérimentateurs étant sensiblement d'accord.

MM. Jäger et Meyer ont cherché la susceptibilité moléculaire de quelques sels en solution aqueuse. M. Du Bois montre l'intérêt de ces recherches, qui permettraient peut-être de trouver une relation entre la susceptibilité atomique des métaux, et indique une méthode qui lui paraît très sensible et particulièrement applicable à des recherches de ce genre; elle consiste à faire d'un sel magnétique une solution aqueuse de concentration telle qu'elle soit inactive, ce qu'on peut constater avec une grande précision.

Voici quelques résultats obtenus par cette méthode :

Sels	Densité de la solution inactive	Proportion du sel en poids dans la solution	Susceptibilité moléculaire
$CrCl^3$	1,0748	11,54 0/0	+ 1,5
$CuCl^2$	1,052	5,71	+ 1,8
$NiCl^2$	1,0183	1,86	+ 5,6
$FeCl^3$	1,0066	0,79	+ 17,1
$MnCl^2$	1,004	0,45	+ 23,4

Ch. Maurain.

C. FROMME. — Ueber die magnetische Nachwirkung (Sur le « traînage » magnétique). — P. 41.

Ce mémoire renferme une étude détaillée de cas particuliers du phénomène de « traînage » ou « viscosité » magnétique, qui a déjà fait l'objet de travaux d'Ewing et de Lord Rayleigh [1], et qu'on peut résumer ainsi : Si on soumet une tige de fer à une force magnétisante croissant jusqu'à une certaine valeur à laquelle elle est ensuite maintenue, le moment magnétique de la tige croît encore pendant un certain temps à partir de l'instant où la force magnétisante est devenue constante; si celle-ci est, au contraire, décroissante, puis fixe, le moment décroît encore à partir de l'instant où elle est devenue fixe. L'auteur étudie seulement les phénomènes qui se produisent dans le cas où la force magnétisante, ayant d'abord été élevée à une certaine valeur maximum F, est ensuite réduite, de différentes façons, à une valeur f, ou annulée.

(1) Ewing, *Phil. Trans.*, 1885, 2e partie, p. 569. — *Lond. Proc. Roy. Soc.*, t. XLVI, p. 269; 1890. — Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXII, p. 225; 1887. — Voir à ce sujet : Mascart et Joubert, *Leçons sur l'élect. et le magn.*, 2e édit., t. II, p. 706.

Si la force magnétisante passe de F à 0, le « traînage » du moment permanent ne dépend pas sensiblement du temps pendant lequel on a appliqué la force F ; il décroît lorsqu'on augmente la rapidité avec laquelle F est ramenée à 0; il croît avec la valeur du moment final, mais plus lentement que celle-ci.

Si la force magnétisante passe de F à 0, puis à une valeur *f*, le traînage qui suit cette dernière opération est d'autant plus faible que la force magnétisante a été maintenue plus longtemps à 0, et que l'opération a été répétée plus souvent.

Si la force magnétisante est réduite d'abord de F à *f*, maintenue un certain temps à cette valeur, puis réduite à 0, le traînage dépend de la valeur de *f* et de la rapidité avec laquelle on a passé de F à *f*; il dépend aussi du traînage observé pendant le maintien de *f*.

Si le passage de F à 0 est effectué en maintenant la force un certain temps à chaque valeur intermédiaire, le traînage est beaucoup plus considérable que lorsque le passage est rapide.

En chauffant la tige et en la laissant refroidir à la température du laboratoire, on diminue le traînage observé après le passage de F à *f*; on obtient, en général, le même résultat en pliant la tige.

De petits chocs n'ont aucune influence, s'ils sont produits avant l'application de F ; mais, s'ils sont produits entre F et *f*, ils diminuent le traînage.

Ch. Maurain.

F. KIRSTADTER. — Zur Magnetisirung eiserner Hohl-und Vollringe (Sur l'aimantation de tores pleins et creux). — P. 72.

Un certain nombre de travaux sur l'aimantation de cylindres pleins et creux semblaient montrer que l'aimantation n'est pas uniforme dans la section, les couches superficielles paraissant former écran par rapport aux couches internes. C'est le résultat auquel était arrivé Freilitzsch [1] ; plus récemment, Grotrian [2] a montré que le moment magnétique de cylindres creux différait peu de celui d'un cylindre plein de même diamètre, tant que l'épaisseur des premiers n'était pas trop faible. H. Du Bois [3] démontra que les effets observés pouvaient être attribués simplement à l'influence démagnétisante du

(1) *Pogg. Ann.*, t. LXXX, p. 321; 1850.
(2) *Wied. Ann.*, t. L, p. 705; 1893.
(3) *Wied. Ann.*, t. LI, p. 529; 1894.

cylindre lui-même, d'autant plus grande que la section est elle-même plus grande, le diamètre et la hauteur restant fixes.

L'auteur a repris cette question, en supprimant l'influence des extrémités par l'emploi de tores au lieu de cylindres ; sa conclusion est qu'il n'existe alors aucune influence protectrice des couches superficielles.

Ch. Maurain.

P. DUBOIS. — Ueber die Wirkung eines am Inductionsapparate angebrachten condensators (Sur l'emploi d'un condensateur intercalé sur le primaire d'une bobine d'induction). — P. 86.

L'auteur appuie par de nombreuses expériences une remarque de M. B. Walter, d'après laquelle il ne faut pas donner une trop grande valeur à la capacité du condensateur placé sur le primaire d'une bobine d'induction. Il mesure l'intensité des courants secondaires au moyen d'un électrodynamomètre. Cette intensité croît d'abord lorsqu'on fait croître la capacité du condensateur, atteint un maximum et décroît ensuite plus ou moins rapidement, suivant la résistance du secondaire, celle du primaire restant fixe ; la valeur de la capacité qui correspond au maximum de l'intensité est d'autant plus faible que la résistance du secondaire est plus grande ; elle a varié de $3^{mf},00$ à $0^{mf},2$, pendant que la résistance du secondaire variait de $225^{\omega},00$ à 5225.

Ch. Maurain.

D.-A. GOLDHAMMER. — Ueber die modernen Theorien der magnetooptischen am Eisen, Nikel and Kobalt (Sur les théories modernes des phénomènes magnéto-optiques présentés par le fer, le nickel et le cobalt). — P. 111-116.

L'auteur montre que les équations auxquelles conduit la théorie qu'il a publiée, en 1892, dans les *Annales de Wiedemann* sont les mêmes que celles auxquelles arrive Leathem. Les quatre théories publiées pour ces phénomènes dans les cinq dernières années par Goldhammer, Drude, Wind, Leathem, conduisent aux mêmes équations.

A. Cotton.

R. NEUHAUSS. — Nachweiss der dünnen Zenkerschen Blättchen in den nach Lippmann's Verfahren aufgenommenen Farbenbildern (Preuve de l'existence des lamelles de Zenker dans les images colorées obtenues par le procédé de Lippmann). — P. 164-172.

L'auteur a fait faire à un observateur exercé, à l'aide d'un excellent microtome, des coupes normales dans une photographie du rouge spectral par le procédé Lippmann. Il a réussi à voir et à photographier, avec certaines précautions, les lamelles prévues par la théorie, et donne dans son mémoire (p. 165) une reproduction d'une de ses photographies, obtenue avec un agrandissement de 4.000 diamètres. On y voit environ six à huit lamelles. Leur distance est conforme à la théorie.

A. Cotton.

T. LXV, n° 5 ; 1898.

W. JAEGER. — Das electromotorische Verhalten von Cadmium-Amalgam verschiedner Zusammensetzung (Propriétés électromotrices d'amalgames de cadmium de diverses compositions). — P. 106-110.

Dans la pile-étalon au cadmium de MM. Jaeger et Wachsmuth, le pôle est constitué par un amalgame de cadmium. M. Jaeger a recherché l'influence de la composition de cet amalgame sur la force électromotrice de l'élément.

La tension de l'amalgame de cadmium est indépendante de sa composition pour une teneur en cadmium comprise entre 5 et 15 0/0 ; dans ces limites, la tension est, en outre, invariable avec le temps, à $\frac{1}{100}$ de millivolt près.

Pour les amalgames renfermant plus de 15 0/0 de cadmium, la tension croît, au contraire, avec la teneur en cadmium, jusqu'au cadmium pur, et elle varie avec le temps pour chaque amalgame pris en particulier.

La tension du cadmium pur diffère d'environ 50 millivolts de celle de l'amalgame à 10 0/0, tandis que, dans le cas du zinc, la tension ne présente pas de différence entre le métal pur et l'almagame de cette concentration.

Si l'on considère enfin un barreau de cadmium amalgamé, immédiatement après l'amalgamation, sa tension est la même que celle d'un amalgame à 10 0/0, ou n'en diffère que de quelques dixièmes

de millivolt ; mais elle varie ensuite très rapidement en se rapprochant de celle du cadmium pur, probablement à cause de la diffusion du mercure dans l'intérieur du barreau, et elle atteint une valeur limite inférieure de 10 millivolts environ à la tension du cadmium pur.

Le cadmium amalgamé a donc une tension électrique mal définie et ne peut servir à l'établissement de l'étalon, tandis qu'on peut employer le zinc amalgamé pour l'étalon Clark. Il convient de prendre pour l'élément au cadmium un amalgame de teneur comprise entre 5 et 15 0/0.

H. BAGARD.

RICHARD ABEGG. — Ueber das dielectrische Verhalter von Eis (Sur les propriétés diélectriques de la glace). — P. 229-236.

MM. Dewar et Fleming ont trouvé des valeurs très différentes pour la constante diélectrique de la glace suivant la méthode employée, le degré de pureté de l'eau distillée, la température. Dans leur dernier mémoire, analysé dans ce journal [1], ils ont trouvé, par exemple, les résultats suivants :

1° *Mesures effectuées par leur propre méthode* [2] (120 intermittences par seconde du courant de charge du condensateur) :

	Température de — 70°	Température de — 50°
Glace provenant d'eau distillée ordinaire	109	103
Glace provenant d'eau distillée pure	42	57

2° *Mesure effectuée par la méthode de Nernst* [3] (fréquence = 320) : constante diélectrique de la glace, à la température de — 50°, D = 3,6.

M. Abegg rappelle qu'il avait déjà trouvé lui-même, par cette dernière méthode, D = 3,9 à — 80° [4]. Mais il déclare qu'à cette température et surtout aux températures plus élevées le minimum de son du téléphone n'a pas la netteté voulue, d'après Nernst lui-même, pour donner une mesure suffisamment approchée de la constante diélectrique ; malgré tous ses efforts, il n'a jamais pu obtenir un minimum de son convenable.

Selon lui, la défectuosité du minimum serait due à la présence d'impuretés dans la glace, et voici l'explication qu'il donne :

---

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 445 ; 1898.
(2) *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 48 ; 1898.
(3) *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 411 ; 1896.
(4) *Journal de physique*, 3e série, t. VII, p. 49 ; 1898.

D'une façon générale, il est impossible de conserver de l'eau distillée dans un état de pureté absolu ; elle se charge toujours d'un certain nombre de corps dissous (acide carbonique, ammoniaque, alcalis provenant du verre, etc.). Lors de la congélation, les substances dissoutes donnent des solutions de plus en plus concentrées et restent à l'état liquide au-dessus de la température cryohydratique de ces substances, laquelle doit être très basse. Par conséquent, tant qu'on reste au-dessus de cette température, la glace doit être sillonnée de petits canaux remplis par ces solutions saturées qui sont douées de la conductibilité électrolytique.

Mais l'emploi des oscillations électriques très rapides fournit un moyen de mesurer la constante diélectrique de la glace, malgré l'existence des petits canaux conducteurs précédents. L'auteur rapporte les résultats suivants de mesures faites par M. Harms avec une disposition expérimentale adoptée par Nernst [1] et des oscillations d'une fréquence égale à 5×10^6 environ. Dans ces conditions, le minimum d'étincelle est bien préférable au minimum du son du téléphone dans la méthode précédente. Pour la glace pure, M. Harms a obtenu les nombres $D = 3{,}1 \pm 0{,}05$ à $-38°$ et $D = 3{,}16 \pm 0{,}05$ à $18°$; pour une solution saturée de NaCl congelée, à la température de $-80°$, bien inférieure à la température cryohydratique ($-23°$), il a trouvé $D = 3{,}8$.

MM. Dewar et Fleming ont admis, pour expliquer l'énorme différence des résultats obtenus par leur méthode et par celle de Nernst, une variation de la constance diélectrique avec la fréquence des oscillations. L'auteur ne croit pas que la glace présente une telle dispersion électrique ; il pense, au contraire, que, comme l'eau, la glace absolument pure donnerait, pour toutes les fréquences, une constante de l'ordre de grandeur de celle trouvée pour les oscillations rapides. Il attribue l'écart observé par les physiciens anglais à l'influence des petits canaux conducteurs dont il a été question plus haut ; les deux séries de mesures qu'ils ont faites successivement avec de la glace provenant d'eau distillée ordinaire et avec de la glace plus pure mettent nettement en évidence le rôle important que jouent les impuretés.

La capacité apparente du condensateur doit aussi, d'après les idées de M. Abegg, dépendre de la forme accidentelle que prennent

---

[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 397 ; 1897.

les canaux conducteurs, suivant le mode de congélation adopté et, par suite, influencer la constante diélectrique apparente.

En ce qui concerne les électrolytes congelés, M. Abegg reconnait qu'en présence des nouveaux résultats publiés par MM. Dewar et Fleming ([1]), il doit abandonner l'explication qu'il avait donnée des hautes valeurs obtenues pour les constantes diélectriques en les attribuant à des phénomènes de polarisation. Mais il rend compte, ici encore, des grandes variations observées, par la présence de filaments conducteurs d'électrolytes au sein des masses congelées; il se peut même qu'une partie des solutions reste liquide au-dessous de la température cryohydratique, ce qui contribuerait également à l'inconstance des nombres obtenus.

H. Bagard.

J. Ritter von GEITLER. — Ueber electrische und magnetische Zerlegung der Kathodenstrahlung (Sur la dispersion électrique et magnétique du rayonnement cathodique). — P. 123.

Si, sur le trajet des rayons cathodiques émanés d'une cathode, on place un corps opaque pour ces rayons, on perçoit sur la paroi anti-cathodique l'ombre du corps très nettement délimitée. Si ce corps est un fil métallique chargé négativement, l'ombre s'élargit ; s'il est chargé positivement, elle se rétrécit. On a répété cette expérience de la façon suivante :

Un tube cylindrique en verre de 30 centimètres de long et de 4 centimètres de diamètre est muni d'une cathode K formée d'un disque plan placé à l'une des extrémités du tube normalement à son axe, d'une anode A formée d'un fil perçant la tubulure latérale du tube principal, enfin d'un fil métallique K′ placé normalement à l'axe du tube entre la cathode et la paroi anti-cathodique. Ce fil K′ peut être relié directement à la cathode ou indirectement par l'intermédiaire d'un condensateur.

Si K′ est relié directement à K, rien de particulier à signaler; les rayons sont notablement déviés et forment, sur la paroi anti cathodique, deux bandes brillantes en forme de parabole (par suite de la forme sphérique de l'anti cathode), délimitant l'ombre et dont la convexité est tournée vers l'axe du tube.

Si entre K et K′ on intercale un condensateur, au lieu des bandes

([1]) *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 415 ; 1898.

brillantes on voit une série de franges de même forme que les précédentes et régulièrement espacées. Les franges se resserrent en même temps qu'elles s'éloignent de l'axe du tube, si on augmente la capacité du condensateur. La distance des franges dépend de la bobine d'induction employée.

Ces recherches et la diffraction par un fil présentent entre elles une grande analogie, et on est tenté d'y voir un phénomène d'interférence des rayons cathodiques émanés de K et de K'. Cette hypothèse trouve même une confirmation expérimentale dans ce fait que les franges disparaissent, si on entoure la cathode K' d'un petit tube de verre opaque pour les rayons cathodiques.

L'auteur croit néanmoins devoir abandonner cette explication, car, si on place, à une petite distance de K', un écran rectangulaire en mica qui arrête les rayons cathodiques envoyés par K' sur l'anticathode, les franges ne disparaissent pas.

Il explique le phénomène de la manière suivante :

La bobine d'induction est le siège d'oscillations d'amplitude décroissante ; par suite, la cathode K ne fonctionne pas comme cathode pendant toute la durée de la décharge, mais périodiquement, sous des potentiels décroissants. Si on se rappelle ensuite ce fait expérimental que les rayons cathodiques sont d'autant plus déviés que la tension est moins élevée ; il en résulte que, dans une décharge entière et oscillatoire, la cathode envoie successivement des rayons dont la déviation par la cathode K' ira en croissant, de sorte que les franges que l'on voit ne se produiraient pas simultanément, mais successivement et à des intervalles égaux à la période d'oscillation.

Les diverses circonstances qui influent sur le phénomène s'expliquent dans cette manière de voir ; en effet, en augmentant la capacité du condensateur, on abaisse la tension de la bobine et, par suite, on accroît la déviation ; en augmentant l'intensité du courant primaire, on augmente le nombre d'oscillations possibles dans le tube en même temps que la tension : par suite, le nombre des franges croît ; si on diminue la pression dans le tube, le nombre d'oscillations possible pouvant traverser le vide sera diminué ; l'expérience montre que le nombre de franges visible diminue, etc.

Les franges obtenues par la dispersion magnétique sont expliquées de la même manière.

---

(1) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, t. XLIV, p. 293 ; 1897.

Ces expériences, comme le remarque l'auteur, ne permettent pas de décider entre la théorie de l'émission et des ondulations, pas plus d'ailleurs que celles de J.-J. Thomson.

Il reste à démontrer ce fait capital pour l'explication précédente, que les franges se produisent *successivement* et non *simultanément*, ce que l'auteur n'a pu faire jusqu'ici.

R. Swyngedauw.

G.-G. SCHMIDT. — Ueber die von den Thorverbindungen und einigen anderen Substanzen ausgehenden Strahlung (Sur les radiations émises par les combinaisons du thorium et certaines autres substances). — P. 141.

Le thorium et ses combinaisons émettent des radiations qui ont une grande analogie avec les rayons émis par les sels d'uranium. Ils noircissent la plaque photographique, sont absorbés par les métaux et les corps lourds ; ils rendent l'air conducteur et ils se distinguent du rayon de Becquerel en ce qu'ils ne montrent pas de polarisation par le passage à travers une tourmaline.

Les rayons émis par le spath-fluor, la rétine, la térébentine, le zinc, etc., se distinguent des rayons uramiques et thoriques en ce qu'ils ne rendent pas l'air conducteur.

R. Swyngedauw.

C.-D. CHILD. — Ueber die Potentialgradienten an Metalelectroden bei der Entladung durch X Strahlen (Sur les gradients de potentiel aux électrodes métalliques pendant la décharge par les rayons X). — P. 152.

Deux plaques métalliques parallèles communiquent respectivement avec les pôles d'une batterie de piles associées en série dont le milieu est au sol et la force électromotrice de 120 volts.

On mesure le potentiel en un point de la normale commune du condensateur plan ainsi formé, à l'aide de l'électromètre à quadrants par l'écoulement goutte à goutte de l'eau d'un vase isolé, suivant la méthode connue de Thomson pour mesurer le potentiel en un point de l'air.

Si les rayons X ne traversent pas l'espace compris entre les deux plaques métalliques du condensateur, le potentiel croît, comme l'on sait, proportionnellement à la distance à l'une des armatures sans saut brusque à la surface.

Si les rayons X traversent la lame d'air du condensateur : 1° il se produit un saut brusque très notable; 2° ce saut brusque diminue de grandeur quand les rayons X frappent les armatures ; 3° cette dimi-

nution est d'autant plus considérable que les armatures absorbent davantage les rayons.

R. Swyngedauw.

H. RUBENS et E. ASCHKINASS. — Die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin (Les rayons du sel gemme et de la sylvine). — P. 241-256.

Les deux savants auxquels on doit la méthode de purification des rayons infra-rouges par l'emploi de réflexions successives [1], l'appliquent aujourd'hui en utilisant des miroirs de sel gemme et de sylvine. La théorie de Ketteler-Helmholtz et leurs mesures sur la dispersion de ces substances [2] leur permettaient d'espérer obtenir, après plusieurs réflexions sur le sel gemme, des rayons de longueur d'onde compris entre 50 et 60 μ ; et, dans le cas de la sylvine, entre 60 et 70 μ. Ils ont effectivement obtenu des rayons dont la longueur d'onde est environ 51,2 pour le sel gemme, 61,2 pour la sylvine et en ont étudié les principales propriétés.

La source de radiations est un bec Auer qui émet suffisamment ces rayons extrêmes ; l'appareil récepteur n'est plus un bolomètre, mais une pile thermo-électrique d'un nouveau modèle, formée de vingt éléments fer constantan, d'une résistance de $3^{\omega},5$. Associée à un galvanomètre de 5^{ω} de résistance, qui donne une déviation de 1 millimètre pour un courant de $1,4\ 10^{-10}$ amp., elle indique une élévation de température de $1,1\ 10^{-6}$ de degré.

1. Pour la *mesure des longueurs d'onde*, le spectroscope à miroirs concaves est muni d'un réseau de fils (intervalle, $0^{mm},37$). La source et le collimateur se déplacent ; le reste du spectroscope, les miroirs et la pile thermo-électrique sont dans une position invariable. Malgré la largeur nécessaire de la fente, la position des premiers maxima de diffraction se détermine avec précision, les rayons sont suffisamment purifiés par *trois* réflexions successives.

2. Pour les *mesures d'absorption*, le spectroscope est supprimé et les rayons arrivent directement dans l'enceinte renfermant les miroirs et la pile. On cherche comment l'impulsion observée est modifiée par l'interposition de divers écrans.

Le sel gemme, la sylvine, le chlorure d'argent, le verre, le gypse,

---

[1] *Wied. Ann.*, 1897-1898 ; — et *Journal de Physique*, t. VI, p. 215 ; 1897 ; et VII, p. 438 ; 1898.

[2] *Wied. Ann.* ; — *Journal de Physique*, t. VI, p. 402 ; 1897.

le spath sont opaques. La substance la plus transparente est la *paraffine*. Le quartz, la fluorine, la gutta-percha, le caoutchouc durci, le taffetas ciré sont notablement transparents, surtout pour les rayons de la sylvine. Le mica et la colle de poisson (fischblase) en couches minces laissent de même passer une fraction notable des rayons, qui s'élève aux deux tiers dans le cas d'une lame de colle de poisson de 3 millimètres d'épaisseur.

Aussi cette substance a-t-elle pu être utilisée pour fermer les cuves, épaisses de 1 millimètre, servant à l'étude des *liquides*. L'eau, l'alcool, l'éther sont opaques. Le sulfure de carbone est très transparent; viennent ensuite par ordre d'opacité croissante : la benzine, le pétrole, le toluol, le xylol, l'huile d'olive (cette dernière opaque pour les rayons du sel gemme).

Les substances les plus transparentes sont les plus isolantes, et, d'autre part, sauf quelques exceptions, ont leur constante diélectrique égale au carré de l'indice-limite calculé par la formule de Cauchy.

L'acide carbonique sec n'absorbe pas ces radiations; mais la vapeur d'eau les absorbe très énergiquement, même sous une faible épaisseur.

3. Les *pouvoirs réflecteurs* de diverses substances ont été comparés à celui de l'argent. Naturellement le sel gemme[1] et la sylvine sont les meilleurs miroirs pour leurs propres rayons. Viennent ensuite la fluorine, le quartz, le verre, le flint, le soufre. L'indice déduit du pouvoir réflecteur par les formules de Fresnel concorde bien dans le cas du quartz, de la fluorine et du soufre, avec la racine carrée de la constante diélectrique.

On voit par ces résultats l'intérêt de ces recherches sur des radiations, dont la longueur d'onde, 100 fois plus grande que celle des rayons rouges, 600 fois plus grande que celle des rayons ultraviolets de Schumann, est seulement 60 à 70 fois plus petite que celle des ondes électriques à courte période, étudiées récemment par Lampa.

A. Cotton.

---

(1) Les auteurs trouvent beaucoup trop fortes les valeurs du pouvoir réflecteur du sel gemme calculées par Abramczyck (voir ce vol, p. 486.). Ce physicien étudiait la radiation émise par le sel gemme lui-même : or, d'après MM. Rubens et Aschkinass, elle ne serait pas formée surtout des rayons que le sel gemme réfléchit métalliquement, mais comprendrait surtout des rayons de longueur d'onde plus courte.

H. KONEN. — Ueber die Spectren des Iods (Sur les spectres de l'iode). — P. 257-286.

M. Konen a cherché à faire une monographie des divers spectres de l'iode, en employant des réseaux de Rowland et étendant les recherches jusque dans l'ultra-violet.

Les spectres de l'iode signalés jusqu'ici sont :

Un spectre de *lignes* L et un spectre de *bandes* B obtenus avec des *tubes de Geissler* à vapeur d'iode ;

Deux spectres différents F_1, F_2, obtenus avec les *flammes* ;

Un spectre d'incandescence de l'iode dans un *tube chauffé* G ;

Le spectre de lignes L' obtenu avec l'*étincelle* et le procédé de Grammont ;

Un spectre de fluorescence F_2 ;

Un seul spectre d'*absorption*, spectre cannelé A.

Voici maintenant les résultats de l'auteur :

Spectres de bandes B, F_1, F_2, G, F_2, A. — Ces divers spectres, à part B et A, sont trop peu intenses pour supporter une grande dispersion, et même certaines parties de B et A ont nécessité pour la photographie de très longues durées de pose.

Le spectre B se compose de deux parties : B_V, spectre continu avec quelques maxima, qui s'étend du bleu au violet, et B^R, où les arêtes sont mieux marquées, qui est moins réfrangible que le vert. B_R est complémentaire du spectre d'absorption, qui n'a aucun rapport avec B_V. Ce dernier spectre paraît dû à la vapeur dissociée, tandis que B_R serait le spectre de la vapeur non dissociée.

F_1, formé de bandes diffuses, est dû à un composé de l'iode, d'après Salet. L'auteur déclare ne pouvoir trancher la question. A signaler une erreur à ce sujet : M. Konen dit que, d'après Salet, le composé donnant le spectre serait l'acide *iodhydrique*, et remarque que pourtant on l'observe dans la flamme d'oxyde de carbone chargée d'iode. En réalité, c'est à l'acide *iodique* que Salet attribuait ce spectre, et il l'avait vérifié directement par un procédé chimique [1]. F_1 paraît complémentaire de A.

F_2 est encore moins intense : la fente du spectroscope doit être trop large, de sorte que l'on ne peut dire si ce spectre, qui paraît continu, n'est pas formé, lui aussi, de bandes et complémentaire de A.

---

[1] SALET, *Spectroscopie*, p. 172 ; — et *C. R.*, t. LXXX, p. 884 ; 1875.

Même remarque pour G, qui apparait dans des circonstances convenables, comme formé de bandes, mais qui, le plus souvent, parait continu.

Enfin le spectre d'absorption A a été étudié avec soin en faisant varier la densité, l'épaisseur, la température, etc. Les résultats numériques se rapprochent beaucoup de ceux d'Hasselberg, quand la dispersion est modérée. Avec une grande dispersion, les cannelures se résolvent en lignes qui deviennent très vite larges et diffuses, surtout lorsqu'on fait croître la densité.

Spectres de lignes. — En étudiant L, l'auteur trouve, suivant les circonstances de production, deux spectres de lignes L_1, L_2, qui diffèrent dans certaines régions. Cette étude n'est pas terminée, car L' n'a pas été examiné encore.

M. Konen a cherché sans succès un spectre d'absorption formé de lignes.

A. Cotton.

J. STARK. — Bermerkungen zur Leidenfrost'schen Erscheinung (Remarques sur le phénomène de Leidenfrost). — P. 306.

On sait qu'entre une goutte caléfiée et la plaque chauffée qui se trouve au-dessous d'elle il existe une couche de vapeur du liquide en état de caléfaction. L'auteur a soigneusement étudié toutes les circonstances dans lesquelles se produit le phénomène; il est parvenu aux conclusions suivantes:

1° La goutte de Leidenfrost (goutte caléfiée) est séparée de la plaque chauffée par une couche de sa propre vapeur; elle exécute contre cette vapeur des oscillations plus ou moins grandes qui, dans certaines circonstances, peuvent atteindre la plaque elle-même.

L'auteur a fait des observations par la méthode classique en introduisant la goutte caléfiée dans un circuit contenant un téléphone.

2° La température n'est pas la même en tous les points de la goutte de Leidenfrost; elle est plus élevée sur la face inférieure où la tension superficielle est moins forte, et plus basse sur la face supérieure où la tension superficielle est plus faible. Il en résulte qu'il se produit dans l'intérieur de la goutte un mouvement tourbillonnaire que l'on a pu observer.

L. Marchis.

A. HEYDWEILLER. — Ueber die Bestimmung von Cappillarconstanten aus Tropfenhöhen (Sur la détermination des constantes capillaires par la méthode de la mesure des hauteurs des gouttes). — P. 311.

L'auteur discute, en les appliquant à des cas particuliers (bulles d'air dans l'eau, goutte de mercure dans l'air, goutte d'argent fondu), les formules qui relient la hauteur d'une goutte à son plus grand diamètre et à sa cohésion spécifique.

L. MARCHIS.

J. STARK. — Ueber Ausbreitung von Flüssigkeiten und damit zusammen hängende Erscheinungen (Sur l'extension des liquides et sur quelques phénomènes connexes). — P. 287.

Exposé de quelques expériences :

1° Sur l'influence de la température sur la tension superficielle ;

2° Sur l'extension des liquides miscibles ;

3° Sur l'extension à la surface de contact de deux liquides ;

4° Sur les courants qui peuvent se produire dans une goutte, soit dans l'intérieur du liquide, soit au voisinage de la surface.

L. MARCHIS.

W. HITTORF. — Ueber das electromotorische Verhalten des Chroms (Sur les propriétés électromotrices du chrome). — P. 320.

On prépare, depuis quelque temps, du chrome en masse entièrement fondue, aussi grande qu'on le veut, et exempte de carbone, en procédant par réduction au moyen de l'aluminium. Le métal ainsi obtenu est gris clair, cassant, possède un bel éclat métallique et une bonne conductibilité électrique ; à la rupture, il montre des cristaux assez volumineux.

M. Hittorf a étudié un échantillon de ce corps au point du vue électrique ; nous nous bornerons à indiquer les faits les plus importants mis en lumière dans son mémoire.

On sait que le chrome forme des composés de trois degrés auxquels correspondent les trois oxydes CrO, Cr^2O^3, CrO^3. Or, lorsqu'on emploie le chrome comme anode, il peut, suivant la température et la nature du dissolvant, former avec le même électrolyte des combinaisons à chacun de ces trois degrés. Sa surface est alors dans des états différents, qui persistent pendant un certain temps après séparation du métal et de l'électrolyte.

Sous ces trois états, le chrome possède des propriétés aussi différentes que s'il s'agissait de trois métaux distincts.

1. Sous un premier aspect, il est tout à fait indifférent vis-à-vis des solutions neutres de Cd, Fe, Ni, Cu, Hg, Ag, même à leur température d'ébullition ; il ne décompose pas non plus les chlorures d'or, de Pt, de Pd. Il réduit seulement à leur température d'ébullition les solutions de $HgCl^2$, $CuCl^2$, $CuBr^2$. En un mot, il se comporte comme un métal noble, principalement pour les basses températures.

Dans cet état *inactif*, qui semble son état le plus stable à la température ordinaire, le chrome est électro-négatif et prend rang à l'extrémité de la série des tensions, près du platine. Employé alors comme anode avec les solutions aqueuses, vis-à-vis desquelles il est indifférent, il donne, dans la plupart des cas et malgré la diversité des anions, de l'acide chromique, c'est-à-dire une combinaison du degré le plus élevé. Avec les solutions d'iodures ou d'acide iodhydrique, l'iode apparaît comme anion, mais l'anode de Cr reste inaltérée, tandis qu'à chaud le Cr décompose la solution d'acide iodhydrique avec un vif dégagement d'hydrogène et forme avec l'iode l'iodure de chrome, correspondant au degré le plus bas de combinaison.

Cet état inactif du chrome rappelle l'état passif du fer ; mais, tandis que le fer doit sa passivité à une pellicule mince d'oxyde, le plus souvent invisible, l'auteur ne croit pas que l'inactivité du chrome soit due à un revêtement analogue, et il appuie son opinion sur certaines particularités des réactions précédentes.

2. Dans un deuxième état, le chrome déplace de leurs sels les métaux électro-négatifs. Il prend alors place immédiatement après le zinc dans la série des tensions.

Comme anode, il s'unit alors, à poids égal, à une quantité d'anion trois fois moindre que l'état inactif, c'est-à-dire qu'il forme des combinaisons au degré le plus bas. Tandis qu'à l'état inactif il ne s'unit pas à l'iode même naissant ; dans l'état actuel, il le soustrait à l'hydrogène.

Cet état *actif* semble être l'état primitif du chrome, car c'est celui qu'on constate sur sa surface immédiatement après la rupture. Mais, sous l'action de l'air, à la température ordinaire, cette surface devient lentement inactive ; cette transformation est plus rapide, quand le métal est anode, et elle est alors d'autant plus accélérée que le courant est plus intense.

3. Enfin le chrome se présente sous un troisième aspect auquel correspond son degré moyen des combinaisons et des propriétés électriques intermédiaires entre celles des deux états extrêmes précédents.

H. Bagard.

Ph. KOHNSTAMM et E. COHEN. — Physikalisch-Chemische Studien am Normalement von Weston (Etudes physico-chimiques sur l'élément normal de Weston). — P. 344-357.

MM. Jeager et Wachsmuth ont donné comme expression de la force électromotrice de l'étalon au cadmium (¹) :

$$E_t = 1{,}0190 - 3{,}8 \times 10^{-5}(t - 20) - 0{,}065 \times 10^{-5}(t - 20)^2.$$

Cette formule est applicable entre 5° et 25°; mais ces physiciens avaient observé qu'entre 0° et 15° certains éléments ont une force électromotrice supérieure d'environ $\frac{1}{1.000}$ volt à celle des autres, qui correspond à la formule précédente.

MM. Kohnstamm et Cohen ont établi, par différents procédés, que ces écarts sont dus à l'existence d'une modification subie vers 15° par le sel de cadmium, qui entre dans la composition de cet élément, $CdSO^4, \frac{8}{3} H^2O$; en particulier, ils ont observé que le coefficient de température de la solubilité de ce sel éprouve une variation brusque dans le voisinage de cette température.

Il faudra donc, dans la pratique, employer cet étalon au-dessus de 15° seulement. Cette règle étant observée, l'étalon au cadmium est, à tous égards, préférable à l'étalon Clark. D'abord son coefficient de température $\frac{dE}{dt}$ est environ vingt fois plus petit que celui de l'élément Clark; puis ce coefficient n'éprouve de variations brusques que vers 70°, tandis qu'on en constate une vers 40° déjà pour l'élément Clark (²).

H. Bagard.

(¹) *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 381 ; 1898.
(²) *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 200 ; 1897.

F. BRAUN. — Notiz über Thermophonie (Note sur la thermophonie). — P. 358-360.

M. Simon [1] a récemment observé, entre autres propriétés de l'arc électrique à courant continu, qu'il peut servir de récepteur dans le transport électrique du son, l'appareil transmetteur étant, par exemple, un microphone placé sur le circuit de l'arc.

D'autre part, Preece [2], en 1884, avait imaginé un thermophone fondé sur les variations périodiques de températures produites, par un courant oscillant à la fois dans l'air et dans un fil tendu sur une membrane ; il n'a pas indiqué la nature du transmetteur qu'il employait, mais il est probable qu'il consistait en un microphone, intercalé dans le circuit d'une pile constante.

M. Braun montre qu'on peut, théoriquement, faire croître à volonté la sensibilité de tels appareils récepteurs, en augmentant l'intensité du courant constant auquel vient se superposer un courant oscillant relativement faible par rapport au premier.

Parmi les expériences faites par M. Abramczyk pour vérifier l'exactitude de cette proposition, nous mentionnerons la suivante, qui est très intéressante :

Un bolomètre, placé dans la partie élargie d'un entonnoir à l'orifice étroit duquel on met l'oreille, est intercalé dans un circuit comprenant quelques accumulateurs (2 à 4) et un microphone. On perçoit alors très nettement les mots prononcés devant le microphone. On peut d'ailleurs remplacer le bolomètre par une autre résistance, constituée, par exemple, par des bandes étroites découpées dans une feuille mince de laiton.

C'est là, sans doute, la disposition même du thermophone de Preece.

H. Bagard.

F. BRAUN. — Ueber Lichtemission an einigen Electroden in Electrolyten (Sur l'émission de la lumière sur quelques électrodes dans les électrolytes). — P. 361-364.

En faisant passer un courant alternatif dans de l'acide sulfurique étendu par une électrode de Pt et une électrode d'Al, on observe dans l'obscurité que cette dernière émet uniformément, par toute sa sur-

---

(1) Voir p. 366 de ce volume.

(2) *Fortschr. d. Physik*, 40, I, p. 512, II, p. 803 ; 1884.

face, une lumière phosphorescente blanche ou rouge jaunâtre. Pour une densité de courant plus grande, la lumière devient bleuâtre et on voit en quelques points de petits éclairs intenses.

En étudiant le phénomène à l'aide d'un miroir tournant, on observe une série d'images brillantes, nettement séparées, qui correspondent aux phases du courant pour lesquelles l'électrode d'aluminium est cathode. On pourrait utiliser ce fait pour reconnaître les différences de phase de plusieurs courants.

Entre ces images brillantes règne une lumière beaucoup plus faible. En opérant avec un courant continu, on observe qu'à chaque fermeture du circuit la cathode d'aluminium brille fortement, puisque la lumière s'éteint plus ou moins rapidement.

Une lame d'aluminium, qui n'a pas encore été polarisée par l'oxygène ou qui a été oxydée superficiellement, ne montre pas le phénomène précédent.

Cette lumière cathodique accompagne l'effet de soupape électrique (1) présenté par l'électrode dans les solutions où celui-ci se manifeste et disparaît en même temps que lui.

L'auteur l'a observée aussi avec le magnésium et le Zn dans des solutions convenables. Mais, dans le cas du Zn, l'apparition de la lumière a lieu quand le métal est anode. Ici encore on constate l'effet simultané de soupape pour les courants alternatifs.

H. Bagard.

F. BRAUN. — Ein Kriterium, ob eine leitende Oberflächenschicht zusammenhängend ist und über die Dampfspannung solcher Schichten (Sur un critérium pour reconnaître si une couche superficielle conductrice est adhérente et sur la tension de vapeur de telles couches). — P. 365-367.

M. Braun a observé autrefois (2) que la pellicule d'eau qui se forme sur un cristal de gypse, dans l'air humide, donne un résidu électrique tendant vers le maximum de polarisation correspondant, quand l'épaisseur du dépôt croît, tout en restant très petite. Il a admis alors, pour interpréter l'existence de ce résidu, l'hypothèse que cette couche superficielle constitue une pellicule adhérente.

Pour contrôler l'exactitude de cette hypothèse, M. Braun étudie au même point de vue le sel gemme qui, en raison de sa grande solu-

---

(1) Voir p. 52 de ce volume.
(2) *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 263; 1897.

bilité, doit certainement former une pellicule liquide vraiment adhérente dans l'air humide. Il a constaté que le phénomène résiduel, observé avec le gypse, disparaît ici presque complètement.

Il en conclut que, dans le cas du gypse, on n'a pas affaire à une pellicule vraiment adhérente.

L'étude de la tension de vapeur permet de résoudre la même question, en s'appuyant sur les conséquences théoriques développées par M. Cantor [1].

H. BAGARD.

F. BRAUN. — Zeigen Kathodensthrahlen unipolare Rotation? (Les rayons cathodiques éprouvent-ils la rotation unipolaire?) — P. 368-371.

Différentes expériences faites par l'auteur ne semblent pas favorables à l'existence de la rotation d'un faisceau cathodique autour d'un pôle d'aimant. Selon l'opinion de M. Braun, les rayons cathodiques se comporteraient dans le champ magnétique « comme des courants électriques fixés par une de leurs extrémités à la cathode, extensibles, et tendant à prendre une longueur minimum ». C'est cette fixité de l'une de leurs extrémités qui s'opposerait à la rotation.

H. BAGARD.

W. DUANE. — Ueber electrolytische Thermoketten (Sur les piles thermo-électriques électrolytiques). — P. 374-402.

M. Duane s'est proposé de vérifier expérimentalement des formules, tirées par MM. Nernst et Planck, des théories de la pression osmotique et du transport des ions, et destinées à représenter la force électromotrice des couples thermo-électriques constitués par deux électrolytes.

Il s'est servi, à cet effet, de solutions très étendues, pour se rapprocher des conditions idéales que supposent ces théories.

Dans le cas de deux solutions d'une même substance et de concentrations différentes, les forces électromotrices thermo-électriques observées présentent un accord satisfaisant avec les formules.

Mais, quand il s'agit de deux solutions également concentrées de

---

[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 49; 1896.

deux substances différentes, il y a désaccord complet entre l'expérience et le calcul.

Il faut alors, pour concilier les résultats observés avec la théorie, supposer des forces électromotrices autres que celles qui agissent aux surfaces de séparation des deux électrolytes. Ces forces supplémentaires s'exerceraient sur les ions, le long des conducteurs électrolytiques, suivant lesquels ont lieu des chutes de température.

Ainsi modifiée, la théorie rendrait compte du phénomène de Soret [1], ainsi que du phénomène de Thomson dont j'ai établi l'existence dans les électrolytes [2].

Mais ces vues théoriques doivent, pour être acceptées, s'appuyer sur des expériences décisives. M. Duane a l'intention de poursuivre ses recherches dans cette voie.

H. Bagard.

H. DU BOIS. — Ueber vermeintliche tangentiale Schirinwirkung (Sur les prétendus écrans tangentiels). — P. 403.

L'auteur fait un examen critique des différents travaux relatifs à cette question. En résumé, on peut dire qu'un champ magnétique n'est pas modifié par l'introduction d'une masse magnétique qui occupe exactement la place d'un tube de force du champ. En particulier, les couches superficielles d'un cylindre indéfini (ou d'un tore) aimanté parallèlement aux génératrices n'exercent aucune action protectrice sur les couches internes. C'est, d'ailleurs, ce qui résulte d'un travail de M. Kirstädter sur l'aimantation des tores, analysé d'autre part.

Ch. Maurain.

Martin LATRILLE. — Ueber electrodynamische Spaltwirkungen (Sur le passage des ondes électriques à travers une fente). — P. 408.

L'appareil comprend un oscillateur à sphères, un récepteur constitué par un tube à limaille placé dans le circuit d'un galvanomètre, et une fente intermédiaire; dont on peut faire varier à volonté l'orientation, la longueur ou la largeur. Le tube à limaille (cohärer) n'est pas un instrument de mesure quantitative bien précis; cepen-

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. IX, p. 331; 1880.
(2) *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 44; 1895.

dant, avec quelques précautions, on peut faire une étude quantitative au moyen des déviations du galvanomètre.

La fente se comporte comme un réseau de fils, c'est-à-dire qu'elle laisse surtout passer la composante de l'oscillation électrique normale à sa longueur. Si on augmente la longueur de la fente, pour une certaine position, l'énergie transmise augmente d'abord rapidement, puis de plus en plus lentement. Si on augmente la largeur, l'énergie transmise croît lentement d'abord, puis un peu plus vite jusqu'à une certaine limite.

R. Swyngedauw.

W. KAUFFMANN. — Die magnetische Ablenkbarkeit electrostatisch beeinflusster Kathodenstrahlen (La déviabilité magnétique des rayons cathodiques soumis à l'influence d'un champ électrostatique). — P. 431.

Les rayons émis par une cathode plane traversent un cylindre chargé à un potentiel de ± 3.250 volts, suivant son axe; ce cylindre est entouré d'un autre en communication avec le sol et qui est entouré lui-même d'une bobine traversée par un courant. Le potentiel étant constant à l'intérieur du premier cylindre, la déviation électro-magnétique produite par la bobine est facile à calculer dans la théorie de l'émission, qui reçoit une nouvelle confirmation.

On en déduit la valeur ε du rapport de la charge électrique portée par une particule m à sa masse; ce rapport a la valeur $2,86.10^7$ en unités C. G. S., au lieu $1,77.10^7$ calculé dans un mémoire précédent (¹).

R. S.

W. WIEN. — Untersuchungen über die electrische Entladungen in verdünnten Gasen (Recherches sur les décharges électriques dans les gaz raréfiés). — P. 44.

a. Les rayons cathodiques sont étudiés suivant la méthode de Lénard dans un espace vide séparé de la source. L'électrisation des rayons est étudiée par leur action sur des électrodes en communication avec un électromètre. Les rayons cathodiques qui traversent une fenêtre d'aluminium en communication avec la terre transportent des charges négatives considérables.

De leur déviabilité par un champ électrostatique connu, on tire que la vitesse est le 1/3 de la vitesse de la lumière et que le rapport de la masse matérielle à la charge électrique de chaque particule est 5×10^{-8}.

(¹) W. Kaufman, *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 544, et t. LXII, p. 598.

b. On étudie les rayons-canaux (*canalstrahlen*) de Goldstein :

1° La cathode est une toile métallique placée au milieu du tube ; on constate la charge positive des rayons sur une plaque métallique en communication avec l'électromètre et située dans le tube producteur de rayons du côté de la cathode opposée à l'anode ;

2° La cathode est un anneau métallique sur lequel on fixe deux tubes de même axe, communiquant entre eux par le vide de l'anneau, l'un contenant une anode, l'autre deux plaques parallèles pouvant être chargées à une grande différence de potentiel (2.000 volts). Les rayons sont attirés par la plaque négative.

La déviation magnétique est établie d'une manière analogue. On déduit de ces observations que la vitesse des rayons est : $3{,}6 \times 10^7$ cm. par seconde, et le rapport de la masse à la charge diélectrique des particules $3{,}2 \times 10^{-3}$.

c. Il existe des rayons anodiques et des rayons-canaux anodiques, dont les propriétés sont analogues aux rayons cathodiques.

L'anode envoie des rayons anodiques analogues aux rayons cathodiques, mais chargés d'électricité positive, déviables par les champs électrostatique et magnétique en sens inverse de rayons cathodiques.

Une anode trouée laisse passer par son ouverture des rayons-canaux dirigés du côté opposé de la cathode et chargés négativement, par conséquent déviés par les champs électrostatiques et magnétiques en sens inverse des rayons-canaux cathodiques.

On termine par un rapprochement des phénomènes qui se passent dans les tubes à décharge et dans une cuve électrolytique.

R. S.

L. GRAETZ. — Versuche über die Polarisirkeit der Röntgenstrahlen (Recherches sur la polarisabilité des rayons de Röntgen). — P. 453.

D'après Sohnke et Schmidt, la lumière émise par certains cristaux biaxes par fluorescence ou phosphorescence est polarisée ; l'auteur a recherché si les rayons X émis par un cristal bien frappé par les rayons cathodiques ne seraient pas polarisés ; il reçoit ces rayons X sur des tourmalines et ne parvient pas à constater une trace certaine de polarisation.

R. S.

F. PÖCKELS. — Bestimmung maximaler Entladungstromstärken aus ihrer magnetisirende Wirkung (Détermination des intensités maxima des courants de décharge par leur action magnétisante). — P. 458.

On admet que le coefficient de susceptibilité magnétique du fer dans un champ variant très rapidement, comme le champ d'une bobine traversée par une décharge, est la même que si le champ magnétisant varie lentement.

Pour éviter l'action des courants indirects, on prend comme corps magnétique le basalte contenant des grains de fer disséminés dans une masse isolante et pour lequel la force coercitive et l'aimantation rémanente sont considérables; du moment rémanent et de l'hypothèse précédente on peut déduire expérimentalement l'intensité maximum.

D'autre part, on peut calculer cette intensité à l'aide des formules de W. Thomson pour une décharge donnée; on emploie uniquement la décharge continue.

On trouve ce résultat curieux que l'intensité calculée est, en général, inférieure à celle que donne l'observation [1].

R. Swyngedauw.

E. MULLER. — Eine neue sprengel'sche Quecksilberluftpumpe (Une nouvelle pompe à mercure de Sprengel). — P. 476.

H. HANSWALDT. — Ueber eine Verbesserung des Hofmeisteirs'chen Quechsilberunterbrecher (Sur un perfectionnement de l'interrupteur à mercure d'Hofmeister). — P. 479.

IL NUOVO CIMENTO ;

T. VI ; 2e semestre 1897 (*suite*) [2].

A. GARBASSO. — Come si faccia la scarica di un condensatore quando ad essa si offrono due vie; e come si rappresenti meccanicamente (Comment se fait la décharge d'un condensateur quand deux chemins se présentent, et comment elle se représente mécaniquement). — P. 15.

L'auteur applique la formule de Poynting :

$$\frac{d}{dt}(We + Wm) + S = o,$$

---

[1] On peut expliquer ces expériences en admettant que la perméabilité du fer, quand le champ varie rapidement avec une vitesse de l'ordre des expériences faites par l'auteur, peut dépasser la valeur atteinte par des champs statiques ; cette hypothèse n'a rien d'inadmissible, si on admet, avec M. Duhem en particulier, que les phénomènes d'hystérésis sont analogues aux phénomènes de frottement en mécanique. Nous avons commencé des recherches sur ce sujet (R. S.).

[2] Voir ce volume, p. 245.

entre les énergies électrique, magnétique et calorifique, au système de deux conducteurs égaux, chargés de quantités égales et de signes contraires d'électricité, et qui sont en communication à un moment donné par deux fils métalliques.

Il calcule la quantité d'électricité existant sur un conducteur à un moment donné, en faisant l'hypothèse que l'énergie magnétique est minima dans la décharge. Il arrive ainsi à montrer que la décharge se fait de la même façon qu'avec un fil unique dont les coefficients R et L (résistance et self-induction) sont donnés par son calcul.

Dans la deuxième partie de son mémoire, M. Garbasso décrit un modèle dynamique pour représenter le phénomène. Ce système, formé de roues et de pignons engrenés les uns sur les autres, et dont la description ne saurait trouver place ici, est basé sur les conventions suivantes : un circuit électrique est représenté par un corps tournant autour d'un axe; la force mécanique correspond à la force électromotrice, l'angle dont le corps a tourné à la quantité d'électricité, la vitesse angulaire à l'intensité du flux, enfin le moment d'inertie et le frottement aux coefficients de self-induction et de résistance.

A. Gallotti.

N. SANDRUCCI. — Primo saggio di ricerche sperimentali sulla misura della densità dei liquidi e sull'effetto capillare con un nuovo areometro di precisione (Premier essai de recherches expérimentales sur la mesure de la densité des liquides et sur l'effet capillaire avec un nouvel aréomètre de précision). — P. 25.

Les aréomètres et densimètres ordinaires ne peuvent pas donner les densités exactes des liquides, par suite de la variation des effets dus à la capillarité. Pour éliminer ces effets, on se sert d'un aréomètre genre Fahrenheit à large tube cylindrique. Un calcul simple montre que, si β est l'augmentation du volume immergé correspondant à une surcharge P, et d la densité de l'air, la densité cherchée est

$$\Delta = \frac{P}{\beta} + d + c,$$

c étant un terme correctif inversement proportionnel à P, qui dépend de la tension superficielle et de l'angle de raccordement, et qui est nul, si ces deux quantités n'ont pas varié quand on a mis la surcharge.

L'appareil, pour la description duquel nous renvoyons au mémoire, a été employé pour mesurer la densité de l'eau distillée à différentes

températures, de mélanges d'eau et d'alcool et de glycérine. Ces densités sont exactes jusqu'à la troisième décimale.

A. GALLOTTI.

P. PETTINELLI. — Sull'aspetto presentato da certe scariche attraverso lamine sottili metalliche (Sur l'aspect présenté par certaines décharges à travers des lames métalliques minces). — P. 52.

Si on place sur les deux boules d'un excitateur une lame mince d'étain les réunissant, et si on y fait passer la décharge d'un condensateur, on voit jaillir de la lame d'étain une étincelle au point de contact avec chaque boule. Cette étincelle est dirigée suivant le rayon de la boule et due à des particules d'étain projetées dans cette direction.

L'expérience se fait mieux en remplaçant le condensateur par le circuit induit à gros fil d'un appareil genre Tesla.

Les lames minces d'autres métaux se conduisent d'une façon analogue.

A. GALLOTTI.

P. MORETTO. — Sulla temperatura del massimo di densita di alcune soluzione acquose di alcool metilico (Sur la température du maximum de densité de quelques solutions aqueuses d'alcool méthylique). — P. 198.

Une méthode rapide pour la détermination du maximum de densité est celle qui est basée sur l'observation d'une masse de liquide échauffée ou refroidie de façon à passer par la température du maximum. Elle a été appliquée, après Despretz, par de Coppet [1], par Lussana et par Cinelli [2] L'auteur a employé exactement la méthode de Cinelli.

Il a opéré sur des solutions diluées d'alcool méthylique. 1 litre environ de solution (préalablement échauffée ou refroidie) est versé dans un récipient baignant dans un bain à température constante. La température de la solution est notée toutes les trente secondes. La température correspondant à la variation la plus faible entre deux observations est celle du maximum de densité.

Les résultats, qui concordent assez avec ceux de Cinelli, peuvent se résumer ainsi : La température du maximum de densité, qui est de 4°,07 pour l'eau, s'élève quand on y ajoute de l'alcool méthylique. Elle

(1) *Ann. de Ch. et Ph.*, 7e sér., vol. II, 1894.

(2) *Nuovo Cim.*, 4e sér., vol. II et III, 1895-1896.

atteint 4°,14 pour une solution contenant 1 0/0 d'alcool. Elle décroît ensuite pour les solutions plus riches qui, au-delà de 1,6 0/0, se conduisent comme les solutions salines en général.

A. GALLOTTI.

A. SANDRUCCI. — Fosforescenza del vetro ed emissione di raggi catodici cessata l'azione eccitatrice del tubo (Phosphorescence du verre et émission de rayons cathodiques, quand l'action excitatrice du tube a cessé). — P. 322.

L'auteur a remarqué que, dans l'obscurité complète, le verre d'un tube de Crookes reste lumineux quelque temps après que les décharges ont cessé. Il a cherché si le verre devenait phosphorescent une fois frappé par les rayons cathodiques, ou si ceux-ci continuaient à se produire dans le tube après la décharge.

Il a trouvé qu'en réalité les deux phénomènes se produisent. En plaçant des tubes de différentes formes entre les deux pôles d'un électro-aimant puissant, susceptible de dévier les rayons cathodiques, il a constaté que ceux-ci se produisent quelque temps après la décharge, car l'électro-aimant peut déplacer à ce moment la tache lumineuse. Néanmoins celle-ci ne disparaît pas complètement à l'endroit où elle existait, ce qui prouve que le verre est devenu phosphorescent.

L'auteur montre que cette conclusion est plus facile à expliquer au moyen de la théorie allemande sur la nature des rayons cathodiques qu'au moyen de la théorie anglaise.

A. GALLOTTI.

S. MARUCCI. — Un apparecchio per illustrare la teoria dell'arcobaleno (Appareil pour illustrer la théorie de l'arc-en-ciel). — P. 325.

Cet appareil est formé de tiges articulées représentant les directions suivies par un rayon lumineux qui traverse une goutte d'eau, figurée par un limbe circulaire. Il est complété par une glace à faces parallèles perpendiculaire à ce limbe. On voit ainsi par réflexion l'image des lignes en même temps qu'elles, et on a une figure complétée par symétrie.

L'appareil permet de montrer facilement l'existence d'un maximum de déviation pour le rayon émergent, et, par suite, l'existence des *rayons efficaces* dont la direction dépend de la couleur.

A. GALLOTTI.

P. CARNAZZI. — Influenza della pressione sull'indice di refrazione dei gas (Influence de la pression sur l'indice de réfraction des gaz). — P. 385.

La méthode employée est celle du prisme. Au lieu de mesurer la déviation au moyen d'un cercle divisé, on pointe avec une lunette à travers le prisme l'image d'une échelle divisée en 1/4 de millimètre, placée au foyer d'une lentille de 95 centimètres de distance focale; on détermine la division qui se projette sur la croisée des fils, lorsque l'on donne au gaz des pressions de plus en plus élevées.

L'angle du prisme est de 123°.

Les expériences ont porté sur l'air, l'anhydride carbonique et l'hydrogène. La pression, mesurée au moyen d'un manomètre à air comprimé convenablement corrigé, a été poussée jusqu'à près de 50 atmosphères. La masse spécifique d est alors calculée au moyen des tables de M. Amagat.

L'expression $\frac{n-1}{d}$ n'est pas constante. Pour l'air et l'hydrogène, ce quotient augmente. Pour l'air, ce quotient augmente de près des deux dixièmes de sa valeur initiale, lorsque la pression s'élève de $0^m,70$ à 37 mètres de mercure. L'accroissement est encore plus rapide pour l'hydrogène. Pour l'anhydride carbonique, le quotient diminue lorsque la pression s'élève.

Ch. Fabry.

A.-G. ROSSI. — Di un metodo grafico per registrare la differenza di fase fra due correnti praticamente sinusoidali (Méthode graphique pour enregistrer la différence de phase entre deux courants sinusoïdaux). — P. 401.

L'auteur propose d'inscrire, sur un même diagramme, les courbes d'intensité des deux courants, ainsi que les mouvements d'un diapason de période légèrement différente. Dans l'intervalle d'une période du diapason, la courbe qu'il trace sera en *concordance* une fois avec chacune des courbes d'intensité. La distance des deux points de concordance détermine la différence de phase des deux courants.

Ch. Fabry.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Wiedemann's Annalen;

T. LXV, n° 7; 1898.

P. Drude. — *Sur la mesure des longueurs d'onde électriques au moyen du tube à interférences de Quincke*, p. 461.

P. Drude. — *Sur l'absorption par l'eau des courtes ondes électriques*, p. 499.

P. Lenard. — *Sur les propriétés de rayons cathodiques parallèles à la force électrique*, p. 504.

A. Wehnelt. — *L'espace sombre cathodique*, p. 511.

R. Swyngedauw. — *Sur la décharge par étincelles. Réponse à M. Jaumann*, p. 543.

R. Wesendonck. — *Sur l'action exercée par les gaz de la flamme sur les décharges électriques lumineuses*, p. 553.

L. Arons. — *Observation microscopique de contacts variables (Cohärer)*, p. 567.

W. Jaeger et Saint-Lindeck. — *Sur la constance de résistances normales en manganèse*, p. 572.

L. Arons. — *Solution analytique simple d'un cas schématique d'action d'écran électro-magnétique*, p. 590.

A. Trowbridge. — *Sur la dispersion de la sylvine et le pouvoir réflecteur des métaux*, p. 595.

A. Witting. — *Galvanomètre de décharges rapides analogues à des chocs répétés*, p. 621.

M. Margules. — *Dissolution du platine et de l'or dans les électrolytes*, p. 629.

W. Schaufelberger. — *Remarques sur le travail de M. Quincke : La viscosité de liquides isolants dans des champs électriques constants*, p. 635.

C. Stumpf et M. Meyer. — *Réponse*, p. 641.

F. Melde. — *Réponse au mémoire de M. A. Appunn : « Sur l'élévation du nombre de vibrations de sons très aigus »*, p. 645.

K. Schreber. — *Sur la température absolue*, p. 648.

H. Staigmüller. — *Contribution à la théorie cinétique des gaz polyatomiques*, p. 655.

H. Staigmüller. — *Essai d'un calcul théorique des constantes de la loi de Dulong et Petit*, p. 670.



SUR LA MESURE DIRECTE D'UNE QUANTITÉ D'ÉLECTRICITÉ EN UNITÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUES; APPLICATION A LA CONSTRUCTION D'UN COMPTEUR ABSOLU D'ÉLECTRICITÉ;

Par M. R. BLONDLOT.

Une longue bobine creuse est assujettie de façon que son axe soit horizontal; dans la région centrale de cette bobine, une seconde bobine, formée de quelques tours de fil et ayant la forme d'un anneau, est suspendue de façon que son plan soit vertical et qu'elle puisse tourner librement autour de son diamètre vertical. Les deux bobines sont parcourues par le même courant; des godets à mercure servent à établir les communications entre la bobine mobile et la partie fixe du circuit.

Le magnétisme terrestre étant préalablement compensé, la bobine annulaire prend sous l'action du courant une position d'équilibre dans laquelle ses spires sont parallèles à celles de la bobine fixe.

Si on l'écarte un peu de cet azimut d'équilibre, elle exécute des oscillations isochrones. Soient T la période de ces oscillations, et i l'intensité du courant. La période T est inversement proportionnelle à la racine carrée du moment du couple exercé par la bobine fixe sur la bobine mobile pour un écart déterminé de cette dernière. Or ce moment est proportionnel à i^2, et, par conséquent, T est en raison inverse de i; en d'autres termes, le produit iT est une quantité constante, dépendant seulement de la construction des deux bobines. Maintenant, le produit iT n'est autre chose que la quantité d'électricité qui traverse une section quelconque du fil pendant la durée d'une oscillation, et l'on a par suite la proposition suivante: *quelles que soient l'intensité du courant et la période de l'oscillation, la quantité d'électricité, qui traverse une section du circuit pendant qu'une oscillation s'accomplit, est toujours la même.*

La valeur en unités absolues électromagnétiques de la constante iT se détermine aisément comme il suit. Soit n le nombre des tours de fil sur la bobine fixe par centimètre de longueur de cette bobine; soit S la surface totale limitée par les spires de la bobine annulaire; soit K le moment d'inertie de l'équipage mobile. L'intensité du champ, sensiblement uniforme, qui occupe la région centrale de la bobine fixe, dont la longueur est très grande, est $4\pi ni$; d'autre part, la bobine annulaire parcourue par le courant i équivaut à un aimant de moment Si; par suite, le couple auquel est soumise la bobine

annulaire, lorsqu'elle est infiniment peu écartée de sa position d'équilibre, est égal au produit de l'angle d'écart par $4\pi ni \times Si$. On a donc, d'après les lois connues du mouvement oscillatoire,

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{K}{4\pi ni \times Si}}, \qquad \text{d'où l'on tire :} \qquad iT = \sqrt{\frac{K\pi}{nS}};$$

nous désignerons cette constante de l'appareil par la lettre q.

On voit que, à l'aide de l'appareil précédent, on peut déterminer en valeur absolue électromagnétique la quantité d'électricité débitée par un courant pendant un temps quelconque, sans que l'on ait à mesurer séparément, comme on le fait habituellement, le temps, d'une part, et l'intensité du courant, d'autre part. On pourrait, en particulier, appliquer cette méthode à la détermination directe des équivalents électrochimiques, et aussi à la mesure du rapport des unités d'électricité dans le système électromagnétique et dans le système électrostatique.

Pour faire de l'appareil un compteur absolu d'électricité applicable aux besoins de l'industrie, il suffit d'adjoindre aux deux bobines un dispositif destiné à entretenir et à compter automatiquement les oscillations : chacune d'elles accuse, en effet, le passage d'une quantité d'électricité égale à q, quelle qu'ait été l'intensité du courant au moment où elle s'est effectuée, et, par conséquent, pour obtenir la quantité totale d'électricité qui a traversé la section du circuit pendant un certain laps de temps, on n'a qu'à multiplier q par le nombre des oscillations effectuées pendant ce laps de temps. Ceci n'est, il est vrai, exact en toute rigueur que si les variations dans l'intensité du courant ont lieu exclusivement à des instants où la bobine annulaire passe par la position d'équilibre ; toutefois, dans la pratique et, en particulier, dans l'application à l'éclairage électrique, l'erreur qui provient de ce que cette coïncidence n'a pas lieu, en général, est absolument négligeable.

Voici la disposition que j'emploie pour entretenir et compter automatiquement les oscillations.

Dans mon appareil, le mouvement oscillatoire de la bobine annulaire a lieu d'un côté seulement de son azimut d'équilibre.

La *fig.* 1 représente les organes essentiels du compteur, vus par dessus. Un bras horizontal CC′ est fixé à une tige verticale, solidaire elle-même de la bobine annulaire AA′ dont elle forme l'axe de rotation. Lorsque la bobine annulaire a été écartée de son azimut

d'équilibre, l'action électrodynamique l'y ramène; mais, au moment où elle l'atteint, le bras CC′ vient buter contre un ressort RR′, formé d'une lame métallique plane. L'une des extrémités, R, de ce ressort est fixée invariablement; l'autre extrémité R′ est maintenue appliquée



Fig. 1.

contre un obstacle fixe E par l'armature D d'un électro-aimant F qui infléchit légèrement la lame, pendant tout le temps que cet électro-aimant n'est pas en activité. Les choses sont disposées de façon que le bras CC′, en touchant le ressort RR′, ferme le circuit de l'électro-aimant : aussitôt, le ressort, rendu libre, donne au bras une impulsion quasi instantanée qui l'écarte de nouveau, et ainsi de suite. Un cliquet mû par l'armature de l'électro-aimant fait, à chacune des demi-oscillations de la bobine, avancer d'une dent la première roue d'un compteur de tours.

On voit que le mouvement oscillatoire de la bobine annulaire est indépendant de la résistance passive du compteur de tours, puisque c'est l'électro-aimant qui fait mouvoir ce dernier. La grandeur de l'impulsion donnée par le ressort à l'équipage mobile est sans influence sur la durée de l'oscillation, à condition que l'amplitude reste petite.

L'amplitude diminue quand l'intensité augmente. La raison en est évidente. L'impulsion donnée par le ressort est, en effet, toujours la même, tandis que les actions électromagnétiques croissent comme le carré de i ; or l'amplitude est déterminée par la condition que les actions électrodynamiques annulent la force vive initiale par le travail qu'elles accomplissent pendant l'excursion de la bobine mobile : si l'on appelle α l'amplitude, ledit travail est, à un facteur près, $i^2(1 - \cos\alpha)$, et comme il doit conserver une valeur constante C, on a $\cos\alpha = 1 - \frac{C}{i^2}$, d'où il résulte que α croît quand i décroît.

La plus grande valeur de la vitesse angulaire de la bobine mobile

est celle qu'elle atteint au moment du choc ; cette vitesse maxima est précisément égale, au signe près, à celle que l'impulsion du ressort avait communiquée à l'équipage mobile et, par conséquent, elle conserve une valeur constante, quelle que soit l'intensité du courant. Il résulte de là que la force vive du choc peut être réglée à volonté et maintenue assez pour que les organes du compteur n'en souffrent pas.

Plusieurs modèles de cet appareil ont été exécutés au Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Nancy ; le type industriel a été établi par la maison E. Ducretet. Dans ce dernier on a raccourci la bobine fixe, afin de diminuer la résistance ; le calcul de la constante iT, en partant des données qui définissent la construction de l'appareil, est alors plus compliqué, mais on obtient aisément la valeur en coulombs de cette constante en faisant circuler dans le compteur un nombre connu d'ampères et déterminant la durée correspondante de l'oscillation.

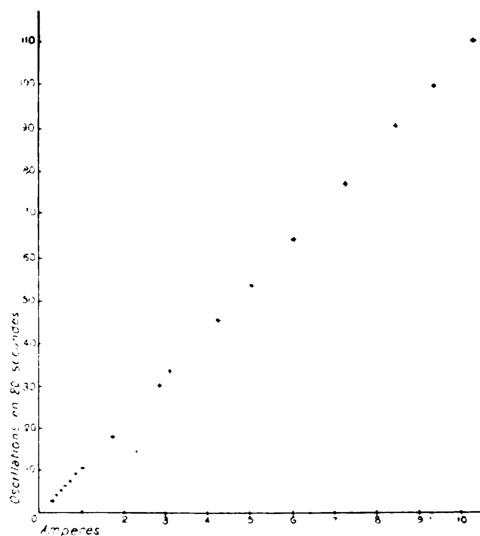


FIG. 2.

De nombreux essais du compteur ont montré que le produit iT, ou, ce qui revient au même, le rapport de l'intensité i au nombre d'oscillations effectuées dans un temps donné, est bien indépendant de i, jusqu'à la plus grande intensité que le fil des appareils actuels puisse sup-

porter, c'est-à-dire environ 11 ampères. Dans le diagramme ci-joint (*fig.* 2) on a porté en abscisses les intensités du courant mesurées en ampères, et en ordonnées les nombres correspondants d'oscillations effectuées en vingt secondes; les intensités étaient mesurées, au-dessous d'un ampère, à l'aide d'une balance de lord Kelvin et, au-dessus, à l'aide d'un ampèremètre optique très précis, étalonné à l'aide de la balance même. Les points du diagramme sont sensiblement sur une ligne droite passant par l'origine, comme la proportionnalité indiquée par la théorie l'exige; c'est seulement au-dessous de $0^{amp},5$ que le produit iT commence à devenir un peu trop fort, ce qui tient à ce que l'amplitude des oscillations est alors trop grande pour que l'isochronisme subsiste rigoureusement. L'inexactitude est toutefois minime et absolument négligeable dans les applications.

L'appareil obéit instantanément aux variations les plus brusques de l'intensité du courant; il s'applique aussi bien aux courants alternatifs qu'aux courants continus. Le démarrage a lieu sans exception, même pour des courants inférieurs à $0^{amp},1$, grâce à un dispositif dont la description ne peut trouver place ici [1].

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE QUELQUES DÉFORMATIONS PERMANENTES DU VERRE;

Par M. L. MARCHIS [2].

§ 1. — Définitions.

I. — Considérons une masse de verre à la température T_0, portons-la à une température T_1 supérieure à T_0, puis ramenons-la à la température T_0. C'est ce que nous appelons *produire une oscillation entre les températures* T_0 et T_1.

Nous observons le fait suivant. Mesurant les volumes de la masse

---

(1) Le principe et la description complète du compteur qui fait l'objet de la présente note ont été donnés par moi à l'occasion de la prise d'un brevet, dès le 13 mars 1897. Toutefois j'ai cru devoir attendre, pour publier cette note, que le modèle industriel fût définitivement établi.

(2) Cette étude, faite à un point de vue très élémentaire, est le résumé des chapitres I, II, III et V de notre thèse de doctorat : *Les modifications permanentes du verre et le déplacement du zéro des thermomètres* (Paris, Hermann, 1898).

du verre à la température T_0, nous constatons que, si le volume initial est égal à V_0, le volume final après l'oscillation a, en général, une valeur V_0' différente de V_0; d'ailleurs V_0' peut être supérieur ou inférieur à V_0, suivant la nature des modifications que l'on fait subir au verre. Nous exprimons ce fait en disant que l'oscillation de température $[T_0, T_1, T_0]$ a produit dans le verre une *modification permanente*. Nous nous proposons, dans cet article, d'indiquer les lois qui régissent quelques-unes de ces modifications.

II. — Cette propriété que nous venons de définir pour le verre ne lui est point particulière; on la rencontre sous la même forme et avec les mêmes caractères généraux dans certains métaux et alliages, tels que le zinc, le laiton, les aciers. D'ailleurs les variations de température ne sont pas seules capables de produire des modifications permanentes. On les retrouve en élasticité dans la variation de longueur d'un fil tendu par un poids dont la valeur oscille entre certaines limites ; en magnétisme, dans les variations de l'aimantation d'un corps placé dans un champ magnétique dont l'intensité éprouve des oscillations analogues à celles que nous avons définies pour la température. Aussi a-t-on réuni dans un même groupe et désigné par un même nom toutes ces modifications dont les propriétés sont analogues; on les a désignées sous le nom de *phénomènes d'hystérésis*.

III. — L'*hystérésis de dilatation* du verre peut s'étudier par une méthode très sensible, la méthode thermométrique.

Avec le verre à étudier, construisons un thermomètre. A la température T_0, le mercure affleure dans la tige à une certaine division n_0; on porte l'instrument à la température T_1, puis on le ramène à T_0; on observe alors que le mercure affleure à la division n_1. La différence $n_1 - n_0$ donne la grandeur et le sens de la variation permanente du volume du réservoir après l'oscillation $[T_0, T_1, T_0]$; si cette différence est *positive*, il y a eu diminution de volume du verre ; si elle est *négative*, il y a eu augmentation de volume. En particulier, si la température inférieure T_0 est celle de la glace fondante, les modifications permanentes du verre sont mises en évidence *par le déplacement du zéro*.

§ 2. — Les lignes ascendantes et descendantes. — La ligne des états naturels.

I. — Prenons une masse de verre égale à l'unité; soit v son volume. Portons en abscisses les températures auxquelles nous chauffons la masse de verre, et en ordonnées les volumes v correspondants; un point M de ce plan peut être considéré comme un point figuratif de l'état de la masse du verre.

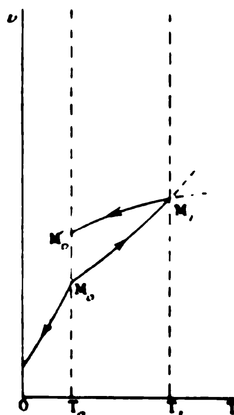


Fig. 1.

Élevons la température de la valeur T_0 à la valeur T_1, le verre se dilate; dans le plan TOv, le point figuratif part de M_0 (*fig.* 1) et décrit une ligne *qui monte de gauche à droite* et qui vient couper l'ordonnée T_1 en un point M_1. Cette trajectoire M_0M_1 ne peut être parcourue par le point figuratif que de gauche à droite; nous lui donnons le nom de *ligne ascendante*.

Le verre étant à la température T_1 dans l'état marqué par le point M_1, abaissons la température de T_1 à T_0; le verre se contracte et le point figuratif suit la ligne M_1M_0' différente de M_1M_0. Cette ligne *descend de droite à gauche*; nous lui donnons le nom de *ligne descendante*.

Ainsi un point du plan TOv *étant donné, le point figuratif de l'état d'une masse de verre ne suit pas le même chemin, suivant qu'il passe en ce point à température ascendante ou à température descendante; ces deux chemins font, en général, entre eux un certain angle.*

Enfin, en passant par chaque point du plan, le point figuratif ne peut suivre que deux chemins distincts; en d'autres termes, *il ne passe par chaque point du plan* TOv *qu'une seule ligne ascendante et une seule ligne descendante.*

II. — Le verre étant, à la température T_0, dans l'état figuré par le point M_0, produisons une oscillation de température $[T_0, T_1, T_0]$. Le point figuratif suit le chemin $M_0M_1M'_0$; le segment $M_0M'_0$ mesure la variation permanente du volume v. Dans la figure 1, ce segment est *positif*, la variation permanente du volume v est une *augmentation de volume;* le zéro d'un thermomètre construit avec le verre étudié *s'abaisse*.

Il en est ainsi parce que nous supposons que l'ascendante M_0M_1 et la descendante M_1M_0' ne se coupent pas entre T_0 et T_1, et, de plus, que ces deux lignes prolongées au-delà de M_1 sont disposées de telle sorte que l'*ascendante passe au-dessus de la descendante.*

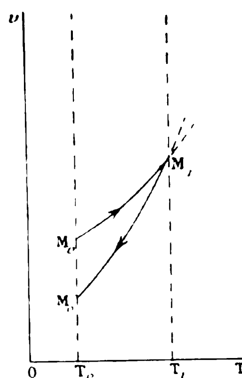


Fig. 2.

Mais, au point M_1, les lignes ascendante et descendante qui se croisent en ce point peuvent être telles que l'*ascendante passe au-dessous de la descendante*, quand on prolonge ces lignes au-delà de ce point. Dans ce cas (*fig.* 2), s'il n'y a pas d'intersection entre T_0 et T_1, la descendante suivie pendant le refroidissement de T_1 à T_0 vient couper l'ordonnée T_0 en un point M'_0 situé *au-dessous* de M_0. Le segment $M_0M'_0$, qui mesure la variation permanente du volume par suite de l'oscillation (T_0, T_1, T_0), est *négatif;* le zéro d'un thermomètre construit avec le verre étudié se *relève*.

Or le plan TOv peut être divisé en deux régions. Dans l'une, l'ascendante et la descendante qui passent en un point ont la disposition qu'elles affectent *au point* M_1 *de la fig.* 1; dans l'autre, l'ascendante et la descendante ont en chaque point la disposition qu'elles affectent *au point* M_1 *de la fig.* 2.

Ces deux régions sont séparées par une ligne telle qu'en chacun de ses points l'ascendante et la descendante sont *tangentes entre elles*. Cette ligne reçoit le nom de *ligne des états naturels*.

III. — Les deux régions que nous venons de définir peuvent avoir des positions différentes par rapport à la ligne des états naturels.

Les lois des déformations permanentes du verre se représentent bien en admettant pour ces régions la disposition suivante.

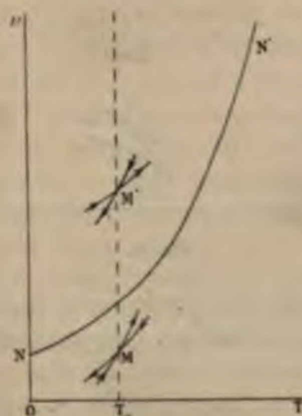


Fig. 3.

Soit, dans le plan TOv, NN' la ligne des états naturels et une ordonnée T_0; prenons sur cette ordonnée deux points : l'un M, au-dessous de la ligne NN', l'autre M' au-dessus de cette ligne. *Au point* M, l'ascendante et la descendante sont disposées l'une par rapport à l'autre comme au point M_1 de la figure 1; *au point* M', la disposition des deux lignes est celle du point M_1 de la *fig.* 2.

IV. — La distribution des régions du plan TOv que nous adoptons ici conduit à une propriété importante de la ligne des états naturels. Considérons dans le plan TOv la ligne des états naturels NN' et une

ordonnée N_1T_1 qui la coupe en N_1 (*fig.* 4). Soit M_1, position du point qui, à un certain instant, figure l'état du verre à la température T_1. Faisons osciller la température de petites quantités autour de T_1. Le point figuratif partant de M_1 décrit des ascendantes et des descendantes très petites M_1m_1, $m_1m'_1$, $m'_1m''_1$, etc., qui coupent N_1T_1 en des points de plus en plus rapprochés du point N_1 de la

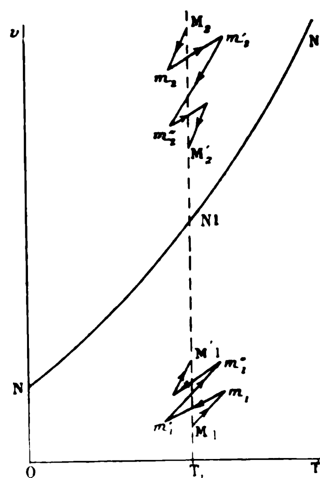


Fig. 4.

ligne des états naturels; *il coïncidera avec le point N_1 au bout d'un nombre assez grand d'oscillations*. Prenons maintenant la masse de verre dans un état figuré par le point M_2 situé au-dessus de la ligne des états naturels. Si nous faisons osciller la température de petites quantités autour de T_1, nous reconnaissons de même que le point figuratif oscille suivant M_2m_2, $m'_2m''_2$, etc., et tend aussi vers le point N_1.

L'état naturel figuré par le point N_1 est donc l'état limite vers lequel tend une masse de verre, lorsque sa température oscille de petites quantités autour de la valeur T_1 qui correspond au point N_1.

§ 3. — Influence des oscillations de la température sur le déplacement du zéro des thermomètres. — Vérification expérimentale d'un point de la théorie précédente.

Considérons une masse de verre à la température T_1 dans l'état M_1 et supposons la température *rigoureusement fixe;* le système doit.

d'après la théorie précédente, rester dans un état invariable, dans l'état M_1.

Or abandonnons pendant un certain temps un thermomètre à l'une des températures constantes que nous savons produire en physique. L'expérience donne les résultats suivants :

1° Le zéro du thermomètre se relève ; ce relèvement, d'abord assez rapide, devient de plus en plus lent à mesure que le temps de séjour augmente ;

2° Le relèvement du zéro est d'autant plus rapide et d'autant plus grand que la température fixe est elle-même plus élevée.

D'après la théorie précédente, une telle transformation ne se produit que grâce à l'existence d'oscillations inévitables dans les températures fixes de nos laboratoires.

Mais, d'autre part, les caractères expérimentaux indiqués plus haut rapprochent le déplacement du zéro de certaines transformations chimiques dans le développement desquelles l'influence du temps ne saurait être niée (phénomènes d'éthérification). De là l'idée, émise par M. Sydney Young, d'*une vitesse de déplacement du zéro des thermomètres, qui serait une fonction de l'état du verre et de la température*. Or l'expérience va nous conduire à rejeter cette idée ; *le déplacement du zéro dépend essentiellement du réglage de l'étuve dans laquelle le thermomètre est maintenu.*

Il suffit pour cela de faire la série suivante d'expériences.

Première expérience. — Prenons un thermomètre et soit n_0 l'indication correspondant à une température T_0 mesurée par un thermomètre étalon.

Portons l'instrument à une température T_1 supérieure à T_0 et considérée comme *rigoureusement fixe ;* laissons-le à cette température un temps τ depuis l'instant t_0 jusqu'à l'instant $t_0 + \tau$; enfin ramenons le thermomètre à la température T_0 et désignons par n'_0 l'indication correspondant de nouveau à cette température.

Admettons l'hypothèse de Sydney Young et supposons qu'à l'instant t il y ait une vitesse de déplacement du zéro fonction de la température T à laquelle le thermomètre est maintenu et de l'indication n du thermomètre à l'instant t, c'est-à-dire supposons que l'on ait l'égalité

$$\frac{dn}{dt} = f(n, T). \qquad (1)$$

Dès lors la différence

$$n'_0 - n_0$$

des indications du thermomètre correspondant à la température T_0 dans l'expérience précédente est donnée par l'équation

$$(2) \qquad n'_0 - n_0 = \int_{t_0}^{t_0+\tau} f(n, T)\, dt.$$

Pour un même thermomètre maintenu à une même température T, la vitesse du déplacement du zéro diminue quand le temps de séjour augmente, c'est-à-dire devient de plus en plus petite à mesure que le zéro se relève; d'autre part, pour un même thermomètre et pour un même temps de séjour à la température T, la vitesse du déplacement du zéro croît avec la température T.

On a donc les inégalités

$$(3) \qquad \frac{\partial f(n, T)}{\partial T} > 0, \qquad \frac{\partial f(n, T)}{\partial n} < 0.$$

Deuxième expérience. — Dans une deuxième expérience qui suit celle que nous venons de décrire, le thermomètre est encore chauffé de la température T_0 à la température T_1 ; mais durant le temps de séjour τ de l'instrument à la température la plus élevée, on fait osciller cette température de la valeur T_1 à la valeur $T_1 - a$; enfin on ramène le thermomètre à la température T_0. Désignons par n''_0 la nouvelle indication de l'instrument.

Si le déplacement du zéro est *indépendant du réglage de l'étuve*, nous avons entre n'_0 et n''_0 une relation identique à celle que nous avons établie entre n_0 et n'_0, c'est-à-dire que

$$(4) \qquad n''_0 - n'_0 = \int_{t_0+\tau}^{t_0+2\tau} f(n, T)\, dt.$$

Répétons alternativement les deux expériences précédentes ; nous avons une série d'équations analogues aux équations (2) et (4).

Comparons le second membre de l'équation (4) correspondant à une expérience de rang pair au second membre de l'équation (2) correspondant à une expérience de rang impair. Dans la seconde expérience, la vitesse de déplacement du zéro doit être à chaque instant de la durée τ du temps de séjour *inférieure* à la vitesse de déplacement du zéro à l'instant correspondant de la première expérience. En effet, dans la première expérience, la température à laquelle séjourne le thermomètre est constamment égale à T_1, tandis que, dans la

seconde, elle lui est constamment inférieure ; d'autre part, le second séjour est *postérieur* au premier. Donc

$$n_0'' - n_0' < n_0 - n_0'. \tag{5}$$

Si les déformations permanentes du verre rentrent dans la catégorie des modifications susceptibles de se produire à une température déterminée avec une vitesse qui est fonction seulement de l'état du système, une expérience effectuée à température supérieure oscillante donne un déplacement de zéro INFÉRIEUR *à celui que l'on observe dans l'expérience effectuée à température supérieure fixe* QUI LA PRÉCÈDE IMMÉDIATEMENT.

Or l'expérience ne vérifie pas, en général, cette proposition. On observe, au contraire, que l'expérience effectuée *à température supérieure oscillante donne un déplacement de zéro* SUPÉRIEUR *à celui que l'on observe dans l'expérience effectuée à température supérieure fixe* QUI LA PRÉCÈDE IMMÉDIATEMENT.

Donnons quelques résultats d'expériences.

Thermomètre cristal Guilbert Martin 32 416 :

Tige divisée en millimètres et demi-millimètres ;

$T_0 = 60^\circ$ (thermomètre étalon) ;

$T_1 = 357^\circ$;

Temps de chauffe : $t = 42$ minutes ;

Nombre d'oscillations : 6 doubles pendant ce temps ;

Amplitude des oscillations : $a = 6^\circ,5$.

Déplacement du point 60° en millimètres température oscillante	Déplacement du point 60° en millimètres température fixe
	1,06
1,39	
	0,59
0,93	
	0,383
0,80	
	0,3875
0,80	
	0,24
0,68	

Il est bien démontré *que le réglage de l'étuve dans laquelle le thermomètre est maintenu a une influence sur le déplacement du zéro. Ce phénomène ne peut donc être classé parmi les modifications à vitesse.*

§ 4. — Le cycle fermé.

I. — **Lorsqu'une même ligne ascendante coupe en deux points une même ligne descendante, l'ensemble de ces deux lignes constitue un cycle fermé** (Voir *fig.* 5).

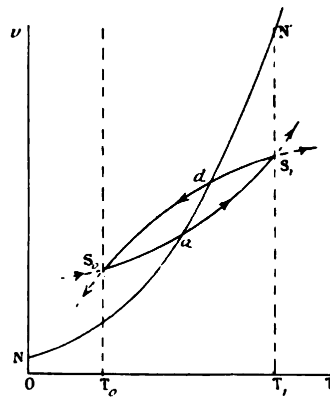


Fig. 5.

Les deux sommets d'un cycle fermé sont l'un au-dessus, l'autre au-dessous de la ligne des états naturels.

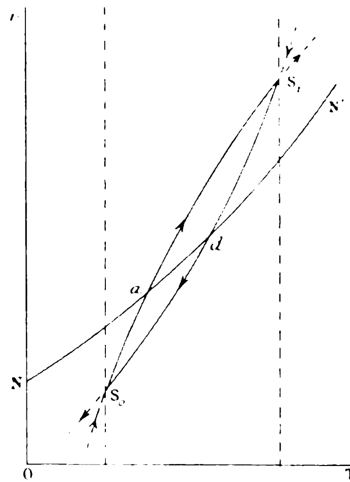


Fig. 6.

En effet au point S_0 de la *fig.* 5, les lignes ascendante et descen-

dante ont la même disposition qu'au point M' de la *fig.* 3 ; au point S_1, ces lignes sont disposées comme au point M de la *fig.* 3 (Voir la *fig.* 5).

Nous avons supposé que le cycle S_0S_1 est sinistrorsum ; s'il est dextrorsum, on démontre de la même manière que S_0 est au-dessous de la ligne des états naturels, et S_1 au-dessus (Voir la *fig.* 6).

Pour déterminer dans chaque cas la position exacte du cycle fermé, il est donc important de savoir dans quel sens ce cycle est décrit par le point figuratif. Une extension convenable du théorème de Clausius sur les modifications non réversibles conduit aux conséquences suivantes :

1° *La ligne des états naturels* NN' *monte de gauche à droite ;*

2° *Tout cycle fermé est sinistrorsum.*

II. — Arrivons maintenant à une propriété importante du cycle fermé.



Fig. 7.

Produisons une série d'oscillations de la température d'une masse

de verre entre les limites T_0 et T_1 et mesurons les volumes spécifiques correspondant à la température T_0. L'étude de la marche du point figuratif pendant ces oscillations va nous montrer de quelle manière sont rangées ces diverses valeurs du volume spécifique v.

Supposons que l'état initial de la masse du verre soit figuré par le point A_0 (*fig.* 7). Pendant la *première oscillation* (T_0, T_1, T_0), le point figuratif suit le chemin A_0, A_1, B_0; la descendante est tout entière au-dessous de l'ascendante, et ces deux lignes sont, dans tout leur parcours, au-dessus de la ligne des états naturels. Le verre a subi une *diminution permanente de volume*.

Dans une *deuxième oscillation*, le point figuratif suit le chemin $B_0N'C_0$; l'ascendante et la descendante ont la même disposition que dans la première oscillation; mais elles sont *tangentes entre elles* au point N'.

Une *troisième oscillation* (T_0, T_1, T_0) fait décrire au point figuratif la trajectoire $C_0\alpha C_1$ (ascendante), $C_1\alpha D_0$ (descendante); cette trajectoire présente cette particularité que la descendante $C_1\alpha D_0$ vient couper l'ascendante $C_0\alpha C_1$ en un point α dont l'abscisse est comprise entre T_0 et T_1; le point figuratif parcourt un cycle fermé sinistrorsum dont les sommets sont α et C_1. Il en est ainsi toutes les fois que la trajectoire décrite par le point figuratif est contenue en partie dans la région située au-dessus de la ligne des états naturels, en partie dans la région située au-dessous. D'ailleurs, au point de vue des variations permanentes du volume du verre, cette troisième oscillation produit, comme les précédentes, une *diminution de volume*.

Dans les *oscillations suivantes*, une partie de la trajectoire du point figuratif se trouve au-dessus de NN', une partie est au dessous. Le point figuratif décrit dans une portion de son parcours un cycle fermé sinistrorsum; l'un des sommets de ce cycle est sur l'ordonnée T_1; quant à l'autre, il se rapproche de l'ordonnée T_0 à mesure que le nombre des oscillations augmente. D'autre part, le lieu des seconds sommets α, β, ..., est une ligne située tout entière à gauche de NN', qui laisse à sa droite les cycles αC_1, βD_1, ..., et qui vient couper l'ordonnée T_1 en N', ce point pouvant être considéré comme un cycle infiniment petit. Cette ligne $N'\alpha\beta$ vient couper l'ordonnée T_0 au point S_0. Donc le cycle S_0S_1 fait partie de la trajectoire décrite pendant une oscillation (T_0, T_1, T_0) par le point figuratif de l'état du verre.

Ainsi, lorsqu'on fait osciller une masse de verre entre deux limites de température, le point figuratif suit une trajectoire formée d'ascendantes et de descendantes qui, au bout d'un nombre convenable d'oscillations, se confond avec un cycle fermé dont les sommets sont sur les ordonnées des deux températures limites.

L'examen de la *fig.* 7 nous conduit encore aux conclusions suivantes :

1° Les points figuratifs A_0, B_0, C_0, ..., étant situés de plus en plus bas sur l'ordonnée T_0, le *zéro d'un thermomètre construit avec le verre étudié se relève constamment pendant les oscillations ;*

2° *Les points figuratifs* A_0, B_0, C_0, ..., *se rapprochent indéfiniment du point* S_0. *Le zéro d'un thermomètre construit avec le verre étudié tend vers une limite; les ascensions successives de ce zéro dans les diverses oscillations tendent à devenir nulles.*

Donnons une vérification expérimentale de ces propositions.

THERMOMÈTRE CRISTAL GUILBERT-MARTIN 32688.

Tige divisée en millimètres et demi-millimètres ; le degré vaut 10 millim.

$T_0 = 60°$ (thermomètre étalon) $T_1 = 183°$ (ébullition de l'aniline).

Nombre des oscillations entre 60° et 183°	Indications directes de l'instrument	Ascensions du point 60° en millimètres (divisions de la tige)	Ascensions du point 60° en degrés	Ascensions moyennes par oscillation
	130,00	Point de départ		
1	131,50	1,50	0°,15	0°,15
1	131,75	0,25	0 ,025	0 ,025
24	133,50	1,75	0 ,175	0 ,00729
26	133,75	0,25	0 ,025	0 ,001
20 } 28 } 68 20 }	134,25	0,50	0 ,050	0 ,00073

1° Le point 60 et, par suite, le zéro s'élèvent constamment ; c'est ce que montrent les nombres inscrits dans la deuxième colonne ;

2° Les ascensions successives du point 60 et, par suite, du zéro tendent vers zéro ; ce fait ressort nettement des nombres inscrits dans la cinquième colonne.

§ 5. — Les thermomètres très recuits.

Premier problème. — *Passage d'un cycle limite* $C(T_0, T_1)$ *à un cycle limite* $C(T_0, T_2)$ *et retour inverse.*

Prenons un thermomètre qui a oscillé longtemps entre les limites T_0 et T_1 ; le point figuratif de son état décrit le cycle limite S_0S_1 ou $C(T_0, T_1)$. Produisons l'oscillation $[T_0, T_2, T_0]$, T_2 étant plus grand que T_1 ; le point figuratif décrit la trajectoire S_0S_1AB (*fig.* 8). Enfin faisons une série d'autres oscillations $[T_0, T_2, T_0]$. Le point figuratif suit le chemin BCD,..., et ne tarde pas à se mouvoir le long du cycle R_0R_2 ou $C(T_0, T_2)$. Le zéro du thermomètre est alors ***déprimé par rapport à sa première position.***

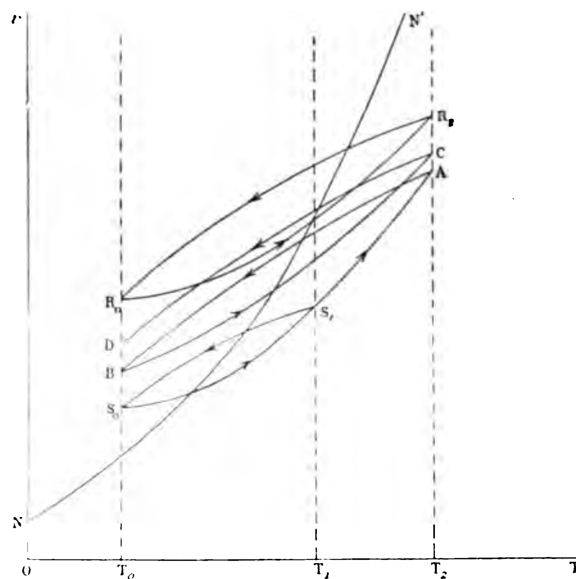


Fig. 8.

Le cycle $C(T_0, T_2)$ étant obtenu, oscillons de nouveau entre les limites T_0 et T_1 ; le point figuratif revient décrire le cycle S_0S_1. Le *zéro du thermomètre d'abord déprimé revient à sa position primitive.*

Vérification expérimentale avec le thermomètre en cristal 33601 *à tige divisée en millimètres et dont le degré vaut* $37^{mm},50$.

1° Dans une première expérience, le thermomètre oscille entre les limites $T_0 = 60°$ et $T_1 = 100°$; la position limite du point 60° sur la tige est à la division 246,65 ;

2° Dans une deuxième expérience, le thermomètre oscille entre

les limites $T_0 = 60°$ et $T_2 = 185°$; la position limite du point 60° sur la tige est à la division 231,30. Le zéro est donc bien *déprimé ;*

3° Dans une troisième expérience, le thermomètre oscille de nouveau entre les limites $T_0 = 60°$ et $T_1 = 100°$; la position limite, au point 60° sur la tige, est à la division 247 au lieu de 246,65, position limite après la première expérience ; la différence n'est que de 0°,0093. Le *zéro est donc revenu sensiblement à sa position primitive.*

Deuxième problème. — *Retour au cycle limite* C (T_0, T_1) *après que le thermomètre a été porté à une température* T_2 *supérieure à* T_1.

Considérons un thermomètre qui a oscillé un grand nombre de fois entre les limites T_0 et T_1, et dont le point figuratif suit le cycle S_0S_1.

Produisons une oscillation $(T_0, T_2, T_0), T_2 > T_0$. Le point figuratif suit le chemin S_0S_1AB, et le point B est au-dessus de S_0 (*fig.* 9).



Fig. 9.

Enfin oscillons de nouveau entre les limites T_0 et T_1 ; le point figuratif revient décrire le cycle S_0S_1 après un nombre suffisamment grand d'oscillations. *Le zéro du thermomètre d'abord* DÉPRIMÉ *revient à sa position primitive par une* ASCENSION.

L'expérience vérifie nettement cette conclusion.

THERMOMÈTRE CRISTAL GUILBERT-MARTIN 32688.

Tige divisée en millimètres et demi-millimètres; le degré vaut 10 millim.

$T_0 = 60°$, $T_1 = 185°$, $T_2 = 230°$.

Nombre des oscillations entre 60° et 185°	Indications directes de l'instrument	Ascensions du point 60° en millimètres	Ascensions du point 60° en degrés	Ascensions moyennes par oscillation
	136,25	Point de départ		
30	136,25	Le thermomètre est parvenu à sa limite pour les oscillations entre 60° et 185°.		
L'instrument est chauffé 10 minutes à 230° ; au bout de ce temps on le refroidit brusquement jusqu'à 60°.				
	134,65	— 1,60	— 0°,16	Dépression
Nouvelles oscillations entre 60° *et* 185°.				
1	135,35	+ 0,70	+ 0°,07	+ 0°,07
30	136	+ 0,65	+ 0 ,065	+ 0 ,0021
30	136,25	+ 0,25	+ 0 ,025	+ 0 ,00083
20	136,25	0,00	0 ,00	0 ,00

Le point 60° *est revenu à son point de départ après avoir été déprimé lors de l'oscillation* [60,230,60].

TROISIÈME PROBLÈME. — *Retour au cycle limite* $C(T_0, T_1)$ *après un refroidissement lent, à partir de la température supérieure* T_1.

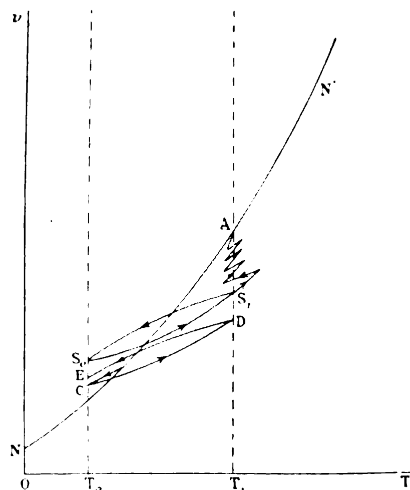


FIG. 10.

Soit un thermomètre dont le point figuratif décrit le cycle

limite S_0S_1. Ce thermomètre étant porté à la température T_1, on le laisse refroidir *lentement* de T_1 à T_0. Le point figuratif suit alors sensiblement la ligne des états naturels aux températures élevées de A en B, par exemple (*fig.* 10); aux températures basses, à moins que le refroidissement ne soit infiniment lent, ce point figuratif se détache de la ligne des états naturels et suit une descendante BC qui vient couper l'ordonnée T_0 en un point C situé au-dessous du point S_0 et qui en est d'autant plus éloigné que le refroidissement a été plus lent. Le zéro du thermomètre est, par suite, d'*autant plus relevé* qu'on a mis un temps plus long à refroidir l'instrument. Si, à ce moment, on fait de nouveau osciller le thermomètre entre les températures T_0 et T_1, le point figuratif correspondant à la température T_0 s'élève à chaque oscillation sur l'ordonnée T_0, et, au bout d'un nombre suffisant d'oscillations, vient de nouveau se confondre avec le point C_0. Le zéro du thermomètre *s'abaisse* et revient à sa position primitive.

EXPÉRIENCES AVEC LE THERMOMÈTRE EN CRISTAL 32688.

$T_0 = 60°$, $T_1 = 185°$, Refroidissement lent de 185° à 60°.

Première série d'expériences.

Nombre des oscillations entre 60° et 185°	Indications directes de l'instrument	Ascensions du point 60° en millimètres	Ascensions du point 60° en degrés	Ascensions moyennes par oscillation
	136,15	Point de départ après un très grand nombre d'oscillations entre 60° et 185°.		
	Refroidissement lent de 20 heures.			
	140,50	+ 4,35	+ 0°,435	Ascension
		Nouvelles oscillations entre 60° et 185°		
1	136,65	— 3,85	— 0°,385	— 0°,385
1	136,50	— 0,15	— 0 ,015	— 0 ,015
14	136,25	— 0,25	— 0 ,025	— 0 ,0018
20 } 25 } 45	136,25	0,00	0, 00	0 ,00

Deuxième série d'expériences.

Nombre des oscillations entre 60° et 185°	Indications directes de l'instrument	Ascensions du point 60° en millimètres	Ascensions du point 60° en degrés	Ascensions moyennes par oscillation
	136,25	Point de départ		
	Refroidissement lent de 63 heures.			
	142	+ 5,75	+ 0°,575	Ascension
		Nouvelles oscillations entre 60° et 185°.		
1	136,65	— 5,35	— 0°,535	— 0°,535
1	136,35	— 0,30	— 0 ,03	— 0 ,03
2	136,25	— 0,10	— 0 ,01	— 0 ,005
8	136,15	— 0,10	— 0 ,01	— 0 ,00125
15 } 25 } 40	136,25	+ 0,10	+ 0 ,01	+ 0 ,00025

Quatrième problème. — ***Ascension du sommet supérieur du cycle limite*** $C(T_0, T_1)$ ***lorsque le thermomètre est maintenu quelque temps à la température supérieure*** T_1.

Considérons un thermomètre qui a oscillé entre les limites T_0 et T_1 un nombre de fois suffisant pour que le point figuratif décrive le cycle limite S_0S_1 ou $C(T_0, T_1)$. Pendant les oscillations précédentes, le thermomètre a été maintenu à la température T_1 un temps τ assez long pour qu'on soit bien assuré que l'instrument est à la température T_1 ; ce temps τ ne dépasse pas, d'ailleurs, en général, quelques minutes. Le cycle limite étant atteint, maintenons le thermomètre à la température T_1 un temps τ_1 très supérieur à τ. Pendant ce temps τ_1 de séjour à une température physiquement

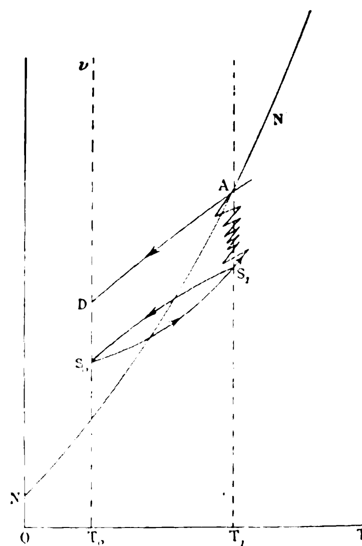


Fig. 11.

constante, la température du thermomètre oscille autour de la valeur T_1 ; dans le plan TOv, le sommet supérieur S_1 du cycle fermé S_0S_1 se relève en décrivant des portions d'ascendantes et de descendantes, et il tend vers le point A de la ligne des états naturels qui a pour abscisse T_1. Il en résulte que, si on lit l'indication du thermomètre correspondant à la température T_1, on voit la colonne de mercure *se déprimer* (*fig.* 11).

Au lieu de faire cette mesure, refroidissons très rapidement de T_1 à T_0 le thermomètre après qu'il est resté exposé le temps τ_1 à la température T_1 ; le point figuratif suit la descendante AD qui vient couper l'ordonnée T_0 *au-dessus* du point S_0. Dès lors, si nous comparons les positions du zéro du thermomètre lorsque le point figuratif est en S_0 et en D, nous devons trouver que, dans le second cas, le zéro *est déprimé*.

C'est ce que l'expérience vérifie.

THERMOMÈTRE CRISTAL 33601.

$T_0 = 60°$, $T_1 = 100°$, Séjour à 100°.

Nombre des oscillations entre 60° et 100°	Indications directes de l'instrument	Ascensions du point 60° en millimètres	Ascensions du point 60° en degrés	Ascensions moyennes par oscillation
	251	Point de départ après un très grand nombre d'oscillations entre 60° et 100°.		
	Séjour de 2 heures dans l'étuve à point 100 ; au bout de ce temps, refroidissement brusque, puis détermination du point 60° (thermomètre étalon).			
	250,15	— 0,85	— 0°,0227	Dépression.
		Nouvelles oscillations entre 60° et 100°.		
20 } 30 } 50	251	+ 0,85	+ 0°,0227	+ 0°,00045

On voit que le séjour dans l'étuve à point 100° a produit une *dépression* du point 60 ou du zéro.

Nous venons de traiter un cas particulièrement simple, celui où le thermomètre *est très recuit*. Les déformations permanentes du verre suivent des lois plus complexes que nous avons exposées dans notre thèse. Dans un prochain article, nous espérons pouvoir résumer d'une manière élémentaire les phénomènes qui accompagnent la trempe ou le recuit du verre.

RECHERCHES SUR L'INFLUENCE DE LA PRESSION SUR LA TEMPÉRATURE DE FUSION ;

Par M. R. DEMERLIAC [1].

Lorsque j'ai commencé ces recherches, M. Damien [2] avait annoncé que la température de fusion croît suivant une fonction

(1) Extrait d'une thèse présentée à la *Faculté des Sciences* de Paris. Voir aussi tome VI, p. 126 de ce recueil.

(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXII, p. 785 ; 1891

parabolique de la pression, passe par un maximum, puis décroît pour reprendre la même valeur qu'à la pression normale sous une pression suffisante ; conclusions permettant, par l'application de l'équation de Clapeyron, de déduire qu'un même corps peut, suivant la pression qu'il supporte, soit se dilater, soit se contracter quand il passe de l'état solide à l'état liquide.

Un examen approfondi de ces résultats semble plutôt indiquer que le rebroussement observé de la température de fusion résulte de phénomènes secondaires dont l'effet, augmentant avec la pression, vient masquer en partie ou en totalité celui de la pression seule.

D'autre part l'équation de Clapeyron venait d'être vérifiée par M. de Visser (1) sur l'acide acétique.

J'ai donc repris les expériences de M. Damien pour chercher la loi suivant laquelle varie la température de fusion quand la pression augmente, en cherchant à éviter l'influence des phénomènes secondaires. Tout d'abord j'ai vérifié avec les corps que j'ai étudiés l'équation de Clapeyron pour m'assurer de la valeur de la méthode employée et du degré de sa sensibilité.

Vérification de l'équation de Clapeyron. — J'ai opéré sur la benzine, le bromure d'éthylène, la paratoluidine, la naphtylamine; j'ai amené ces corps au plus haut degré de pureté, et j'ai déterminé, pour chacun d'eux, la température de fusion, la chaleur de fusion et la variation du volume qu'ils éprouvent en passant de l'état solide à l'état liquide, à la pression normale.

Pour cette dernière détermination, je m'étais assuré que ces quatre corps ne subissent pas la fusion pâteuse et j'ai renoncé à l'usage du dilatomètre. Remarquant qu'ils possèdent tous des tensions de vapeur notables à l'état solide et qu'ils dissolvent de grandes quantités de gaz, j'ai préféré déterminer les poids spécifiques sous les deux états à la température de fusion et en déduire les volumes occupés par l'unité de poids à cette température. Les pesées étant faites au $\frac{1}{10}$ de milligramme, l'approximation atteint $\frac{1}{50\,000}$.

Les poids spécifiques sont déterminés au-dessus et au-dessous de la température de fusion, et par extrapolation je peux déduire le poids spécifique à cette température.

---

(1) *Recueil des Travaux chimiques des Pays-Bas*, t. XII, p. 110 ; 1893.

J'ai employé, pour déterminer le poids spécifique du corps solide, la méthode suivante qui permet d'opérer avec un corps absolument privé de gaz et en contact seulement avec lui-même. L'appareil en verre avait la forme d'un gros thermomètre, dont le réservoir allongé avait environ 20 centimètres cubes de capacité; le tube qui le surmontait, de 15 centimètres de long, était terminé par un entonnoir de 10 centimètres cubes environ de capacité pouvant être soit bouché, soit mis en communication avec une machine pneumatique à mercure. Vers sa base, le tube portait un repère, et, vers la base de l'entonnoir, un autre repère. Le réservoir jusqu'au premier repère était jaugé, et le volume du tube entre les deux repères mesuré également à 0°. Le coefficient de dilatation du verre était déterminé entre 0° et 50° au moyen du toluène. Le tube et son entonnoir pouvaient être enveloppés par un manchon de verre susceptible d'être abaissé ou élevé et contenant de l'eau entretenue à température constante.

Pour le cas des corps solides à la température ordinaire, le manchon pouvait envelopper aussi le réservoir sur une longueur plus ou moins grande, de façon à maintenir la substance à l'état liquide dans toute la région enveloppée.

Pour opérer, le corps était introduit fondu dans l'appareil et je le laissais se solidifier lentement en commençant par le bas du réservoir, pendant que, faisant le vide, j'enlevais l'air qui se dégageait. L'opération terminée, je recommençais jusqu'à ce que la solidification se fît sans dégagement de gaz; je pouvais alors être assuré que le corps contenu dans le réservoir était privé de gaz en solution. Je faisais alors solidifier à température constante et connue et très lentement, en commençant par le bas du réservoir, faisant le vide de temps en temps, puis rétablissant la pression, afin que le liquide pénétrant dans les vacuoles soudât, en se solidifiant à son tour, les cristaux formés, et cela jusqu'à ce que la solidification fût totale jusqu'au repère inférieur.

Le réservoir était alors plein d'un bloc solide homogène, sans bulle et de volume connu. Le liquide remplissant le tube était alors amené à l'affleurement du repère supérieur, et, avec les précautions d'usage, l'appareil était pesé. De ce poids, je déduisais le poids spécifique du corps solide à une température donnée.

Ce même appareil et un flacon de Regnault servaient à déterminer le poids spécifique du corps privé d'air à l'état liquide.

mum atteinte et la pression correspondante. On trouve ainsi :

$$t = +\ 4{,}528$$
$$p = 334^{\text{atm}}{,}2.$$

t représente l'accroissement de la température de fusion, et il y a concordance parfaite entre le nombre calculé et le nombre trouvé.

Dans le cas de la paratoluidine, l'équation hyperbolique trouvée permet de calculer comme pour la benzine :

$$t = +\ 1^{\circ}{,}43$$
$$p = 163 \text{ atmosphères.}$$

Avec la naphtylamine, l'équation hyperbolique représentant l'arc de courbe expérimental obtenu permet encore de calculer :

$$t = +\ 0^{\circ}{,}929$$
$$p = 168 \text{ atmosphères.}$$

Enfin avec le bromure d'éthylène, l'équation conduirait aux résultats :

$$t = +\ 2^{\circ}{,}559$$
$$p = 276 \text{ atmosphères.}$$

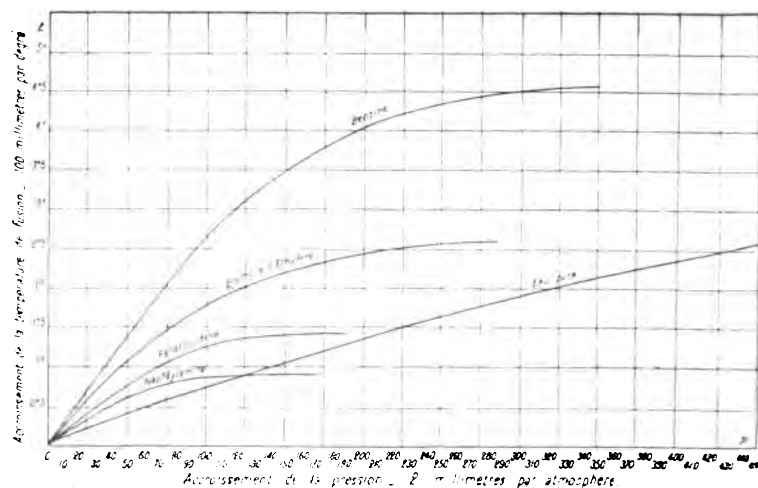


Fig. 1.

L'expérience montre (*fig.* 1) [1] que la température de fusion, à partir

---

[1] Ne pas oublier que, pour l'eau pure, la variation du point de fusion est un abaissement ; pour ne pas augmenter les dimensions de la figure, on a fait passer la courbe relative à l'eau au-dessus de l'axe des p, tandis qu'elle devrait être au-dessous.

d'une certaine pression p, reste constante, des accroissements de pression énormes à partir de p semblent sans effet sur la température de fusion dont je n'ai jamais pu observer le rebroussement. Cependant si les équations d'hyperboles calculées représentaient toujours et en tous les points la courbe expérimentale, on pourrait admettre le rebroussement de la température de fusion, le coefficient angulaire de l'asymptote étant négatif, ce qui serait en désaccord avec les faits observés. Il est évident que, s'il y a concordance satisfaisante entre deux arcs de courbe entre deux limites données, il n'en résulte pas qu'il en soit de même toujours et très en dehors des limites choisies. Les équations précédentes servent seulement à calculer avec une précision suffisante la valeur de la variation de température pour une pression donnée, inférieure cependant à la pression limite où la formule cesse d'être applicable, et à montrer la continuité du phénomène.

De l'ensemble des faits observés je conclus que la courbe expérimentale, après s'être en quelque sorte appuyée sur une hyperbole donnée, la quitte pour suivre sa tangente, lorsque cette dernière devient parallèle à l'axe des pressions.

Il est possible, d'ailleurs, de chercher les équations d'hyperboles se rapprochant suffisamment des courbes expérimentales et admettant leur asymptote parallèle à l'axe des pressions. Ces équations étant celles de courbes n'ayant que quatre points communs avec les courbes expérimentales ne permettent pas un calcul des variations de t aussi précis que les équations précédentes. Tandis que ces dernières donnent en général une approximation de 0°,002, les premières ne donnent que celle de 0°,01 environ; mais, si alors nous introduisons dans ces équations l'hypothèse $p = \infty$, nous trouvons pour t les valeurs suivantes :

Benzine :	4,97
Paratoluidine :	1,609
Naphtylamine :	0,99
Bromure d'éthylène :	2,98,

nombres bien voisins de ceux trouvés expérimentalement.

Il est donc permis de conclure que, sous l'influence de pressions croissantes, la température de fusion augmente d'abord rapidement, puis croît moins vite, et enfin tend vers une limite qu'elle atteint pour une certaine valeur de la presion; après quoi elle demeure invariable.

Ainsi, pour une bobine de 220 ohms et une résistance extérieure de 5000 ohms, la période est égale à $0^s,83$, tandis qu'en circuit ouvert elle est de $0^s,82$. Une erreur de $\left(\frac{1}{100}\right)$ de seconde étant possible pour des oscillations rapides et en nombre assez restreint, on regardera la période comme constante pour des résistances variant de 5000 ohms à l'infini. Du reste, la relation (3) donne

$$\tau^2 = \frac{\delta^2 + (2\pi)^2}{\frac{C}{\Sigma mr^2}} \qquad \text{ou} \qquad \frac{1 + \frac{\delta^2}{(2\pi)^2}}{\frac{1}{(2\pi)^2} \cdot \frac{C}{\Sigma mr^2}}.$$

Or, à partir de 5.000 ohms, $\frac{\delta^2}{(2\pi)^2}$ est plus petit que $\left(\frac{1}{100}\right)$; puis cette quantité va rapidement en décroissant, de sorte que, dans notre exemple, on peut poser $\tau^2 = 0,67\ (1 + \varepsilon)$, ε étant inférieur à $\left(\frac{1}{100}\right)$.

Expériences. — Je commence par lancer un courant dans la bobine seulement, pour lui communiquer une déviation initiale φ_0, puis je supprime le courant à l'aide d'un commutateur qui ferme aussitôt le circuit de la bobine sur la résistance à étudier, et je compte n périodes. J'observe la déviation φ_n qui termine la n^e période; il est nécessaire de recommencer l'opération pour contrôler la division obtenue, ce qui permet d'apprécier φ_n avec une erreur de $\left(\frac{1}{4}\right)$ de division (l'échelle est à 1 mètre du miroir).

La méthode est applicable aux solutions salines, les courants d'induction ne produisant pas de polarisation à cause de leur alternance. Toutefois il peut arriver que les électrodes ne soient pas identiques avec les métaux en solution; dans ce cas, la règle ne serait vraie que si la polarisation était invariable pendant la mesure d'un décrément; celui-ci serait alors égal à :

$$\frac{1}{n} \cdot \log\left(\frac{\varphi_0 - \varphi_1}{\varphi_n - \varphi_1}\right),$$

où φ_1 représente la déviation due au courant de polarisation.

Résultats. — Dans un premier tableau je résume les expériences faites pour vérifier la constance du produit, en employant pour les grandes résistances des traits au graphite, d'après les indications de M. Foussereau.

Dans un second tableau, je me sers de la constante pour calculer la résistance spécifique de solutions aqueuses de sulfate de cuivre cristallisé. Celles-ci étaient renfermées dans des tubes cylindriques de $\left(\frac{1}{2}\right)$ centimètre carré de section.

n Nombre des périodes	φ_0 et φ_n Amplitud s initiale et finale	$\delta = \frac{1}{n} \log . \left(\frac{\varphi_0}{\varphi_n}\right)$ Décrement logarithmique	$(\delta - \delta') R$ Produit constant	$R = \frac{1.600}{\delta - \delta'}$ ohms Résistance trouvée par cette méthode	R′ ohms Résistance donnée par d'autres méthodes
10	0,0832 0,0027	0,3440 = δ	1576	4.790	4.720
15	0,0710 0,0115	0,1200	1584	14.362	14.220
25	0,0695 0,0100	0,0780	1598	23.530	23.220
30	0,0690 0,0145	0,0520	1604	38.095	38.220
30	0,0677 0,0205	0,0400	1596	53.333	53.220
50	0,0765 0,0170	0,0300	1604	80.000	80.220
50	0,0765 0,0235	0,0236	1590	117.600	117.000
50	0,0755 0,0325	0,0168	1564	235.200	230.000
50	0,0750 0,0355	0,0150	1600	320.000	320.000
50	0,0815 0,0405	0,0138	1596	421.000	420.000
50	0,0805 0,0420	0,0129	1616	551.700	550.000
50	0,0810 0,0430	0,0136	1616	601.500	600.000
50	0,0810 0,0440	0,0123	1610	695.600	700.000
50	0,0820 6,0450	0,0120	1600	800.000	800.000
50	0,0745 0,0455	0,0100 = δ'	»	infini	infini

Dans la dernière colonne se trouvent les résistances évaluées par les méthodes habituelles; dans la colonne précédente on a mis les résistances calculées par la formule $\left(\frac{1600}{\delta - \delta'}\right)$, dans laquelle la constante 1600 est la moyenne des produits des résistances R′ de la dernière colonne par les différences (δ — 0,01) des décréments.

n	$(\delta - \delta')$	R ohms ou $\left(\frac{1.600}{(\delta - \delta')}\right)$	Distance des électrodes	Richesse du liquide	Résistance spécifique en ohms-centimètres
25	0,0570	28.000	5cm	$\left(\frac{1}{1.000}\right)^e$	1.200
25	0,0396	40.000	10cm		
50	0,0127	126.000	5cm	$\left(\frac{1}{10.000}\right)^e$	9.000
50	0,0074	216.000	10cm		
50	0,0028	216.000	5cm	$\left(\frac{1}{100.000}\right)^e$	57.300
50	0,0014	1.143.000	10cm		

Remarquons que, pour calculer la résistance spécifique par la formule $R = \rho \frac{l}{s}$, il faut mesurer les augmentations de résistances correspondant à des augmentations de largeur à partir de 5 centimètres, car les rhéostats genre Pouillet, sont inexacts pour des distances trop faibles des électrodes. J'ai ainsi vérifié que la proportionnalité de la résistance avec la longueur ne se produit qu'au-delà de 5 centimètres pour une section de $\left(\frac{1}{2}\right)$ centimètre carré.

Dans les exemples précédents, le nombre m d'équivalents en grammes par litre est égal successivement à $\frac{1}{80}$; $\frac{1}{800}$; $\frac{1}{8.000}$; et la résistivité moléculaire vaut 15 ; 11,25 ; 7,12 ohms-centimètres.

Le dernier nombre est, sans doute, trop faible, attendu que, pour les grandes dilutions, la résistivité moléculaire du sel est comparable à celle des impuretés de l'eau. — La température était de 18°.

K. WESENDONCK. — Über Verzögerung bei Spitzenentladung (Sur le retard dans la décharge par les pointes). — *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 116; 1898.

Après les recherches de M. Warburg sur le retard de décharge, l'auteur a cru devoir reprendre le travail qu'il avait fait sur la décharge par les pointes. Il a retrouvé des résultats généraux analogues à ceux de son Mémoire précédent, dans la charge lente comme dans la charge rapide. Je citerai celui-ci, entre autres :

En maintenant le potentiel de la pointe constant pendant cinq ou six minutes, on n'abaissait pas notablement le potentiel explosif, si la pointe était positive ; l'abaissement était très sensible, si la pointe était négative.

Le phénomène ne présente pas une très grande régularité.

R. Swyngedauw.

D. MAZZOTTO. — Sul periodo di vibrazione dell'apparato di Lecher con appendici ai fili secondari (Période des vibrations dans le système de Lecher dont les fils secondaires portent des appendices). — *Nuovo Cim.*, 4e série, t. VI; sept. 1897.

Pour faire varier la longueur d'onde des vibrations émises par le système de Lecher, l'auteur suspend en deux points homologues des fils secondaires deux morceaux du même fil constituant ces derniers, qui tombent parallèlement l'un à l'autre. Il calcule par les formules de Kirchhoff et de Drude la longueur d'onde ainsi obtenue. Les conditions limites sont les suivantes :

1° A l'extrémité antérieure du fil sur la plaque secondaire, l'intensité du courant est égale à la vitesse de variation de la différence de potentiel entre les armatures du condensateur;

2° Aux points réunis par le premier pont, les potentiels sont nuls ;

3° A l'extrémité des appendices, l'intensité est nulle ;

4° Au point d'attache de ces appendices, la somme des intensités dans les trois branches est nulle ;

5° En ce point, les potentiels calculés d'après les équations relatives aux trois branches sont égaux ; autrement dit, le potentiel varie d'une manière continue, quand on passe par ce point.

Les longueurs d'onde calculées sont du même ordre de grandeur que les longueurs observées, mais toujours un peu plus petites (de 0,5 à 1 0/0).

M. Lamotte.

D. MAZZOTTO. — Sulle vibrazioni primaria et secondaria dell'apparato di Lecher (Oscillations primaires et secondaires du système de Lecher). — *Nuovo Cim.*, 4e série, t. VII, p. 1.

M. LAMOTTE. — Ueber elecktrische Oberschwingungen (Sur les oscillations électriques d'ordre supérieur). — *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 92 ; 1898.

M. Mazzotto détermine les longueurs d'onde des vibrations primaires et secondaires d'un système de Lecher, d'après la méthode des lignes nodales qu'il a décrite précédemment. D'autre part, il calcule ces mêmes longueurs d'onde par la formule de Kirchhoff; il trouve que la première solution de l'équation de Kirchhoff répond à la vibration primaire, mais que la seconde solution n'a pas de sens physique.

Les résultats que j'ai obtenus sont complètement différents de ceux de M. Mazzotto; j'ai trouvé, tout au contraire, qu'il y avait entre la théorie de Kirchhoff et l'expérience un accord aussi bon qu'on peut

le demander. Les longueurs d'onde mesurées par la méthode des deux ponts, en employant comme indicateur un tube évacué sans électrodes, sont celles que donne la formule non seulement pour la vibration primaire, mais aussi pour la vibration secondaire et la vibration tertiaire, qu'il y ait ou non un nœud ou plusieurs nœuds entre l'étincelle et le premier pont.

Les longueurs d'onde ne forment pas une série harmonique ; mais elles tendent vers les termes *impairs* d'une telle série, quand la capacité devient petite vis-à-vis de la self-induction, autrement dit quand s'éloigne de plus en plus le premier pont du condensateur. L'expérience est encore d'accord avec la théorie sur un autre point : c'est que la longueur d'onde varie très peu avec la capacité, quand celle-ci est petite vis-à-vis de la self-induction ; la raison en est évidente sur les graphiques servant à la résolution de l'équation trigonométrique; à quelque distance de l'axe des abscisses, la courbe $y = tgx$ se confond avec une droite presque verticale.

Dans l'appareil de Blondlot, les vibrations d'ordre supérieur sont beaucoup plus faciles à observer ; avec l'appareil construit par le professeur Drude, d'après les principes de Blondlot, on arrive à observer jusqu'aux vibrations du quatrième ordre ; seulement la comparaison avec la théorie serait fort difficile.

M. LAMOTTE.

IL NUOVO CIMENTO ;

4e série, t. V ; 1er semestre 1897.

V. MONTI. — Intorno all' influenza della temperatura sulla tensione superficiale dell'acqua e di altri liquidi (Sur l'influence de la température sur la tension superficielle de l'eau et des autres liquides). — Janvier 1897, p. 5, et mars 1897, p. 186.

Ce mémoire est un exposé assez complet de la question dont l'auteur a rappelé la partie historique en intercalant ses propres travaux sur les différentes parties du sujet.

Le premier, Brünner [1] a fait des mesures exactes de la tension superficielle. Il trouva une formule empirique pour représenter, en fonc-

(1) *Pogg. Ann.*, LXX ; 1847.

tion de la température, la cohésion spécifique C de l'eau, c'est-à-dire le double de la tension superficielle α dirigée par la densité.

Ces expériences et d'autres plus récentes rendent difficile à admettre la loi de Laplace et Poisson, d'après laquelle la hauteur d'un même liquide soulevé dans un tube capillaire varierait proportionnellement à la densité.

En supposant que la cohésion C soit fonction linéaire de la température on aurait:

$$C = C_0 (1 - \mu t).$$

Mais les valeurs trouvées pour μ présentent des écarts sensibles suivant les expérimentations.

Timberg (¹) a préféré représenter en fonction de la température la tension superficielle α, en posant:

$$\alpha = \alpha_0 (1 - \nu t).$$

Mais les expériences de Jäger (²) sur l'eau, l'éther, l'alcool éthylique et méthylique, le sulfure de carbone, montrent que ces courbes de tension superficielle ne sont pas des droites. Même résultat d'après Ramsay et Shields (³).

Il en résulte un fait intéressant sur les propriétés physiques de la couche superficielle dans les liquides. Cantor (⁴) a déduit, par un ingénieux raisonnement, que reproduit M. Monti, que, si α n'est pas fonction linéaire de la température $\left(\frac{d^2\alpha}{dt^2} \neq 0\right)$, la chaleur spécifique C dépend de la surface du liquide $\left(\frac{d^2\alpha}{dt^2} = \frac{dC}{dS}\right)$, ce qui revient à dire que la chaleur spécifique de la couche superficielle n'est pas la même que celle de l'intérieur du liquide.

α ne varie pas toujours dans le même sens suivant les liquides, mais au voisinage du point critique $\frac{d\alpha}{dt}$ décroît fortement pour tous. Donc *à une température voisine du point critique la couche superficielle a une chaleur spécifique plus grande que celle du liquide restant.* Cette loi n'a pas encore été vérifiée pour l'eau, sur laquelle les expériences n'ont pas dépassé 140°.

(¹) *Wied. Ann.*, XXX; 1887.
(²) *Wien. Ber.*, C; 1891.
(³) *Zeit. für phys. Ch.*, XII; 1893.
(⁴) *Wied. Ann.*, XLVII; 1892.

Si la loi de Laplace et Poisson était vraie, on devrait trouver pour α des singularités vers 4°. En admettant que le coefficient de dilatation cubique d'un liquide soit le même à la surface et dans la masse, c'est-à-dire que le liquide ait partout même distribution moléculaire, Cantor (*loc. cit.*) a démontré que :

$$\frac{1}{\alpha}\frac{d\alpha}{dT} = -\frac{7}{3}\gamma,$$

γ étant le coefficient de dilatation cubique.

$\frac{d\alpha}{dT}$ devrait donc être de signe contraire à γ et croître de 0 à 4°, ce qui est loin de concorder avec l'expérience.

L'hypothèse de Cantor doit donc être écartée et, par suite, la constitution moléculaire au voisinage de la surface doit être différente de ce qu'elle est à l'intérieur.

La mesure de α à différentes températures a été exécutée par M. Monti, en modifiant un peu la méthode de Jäger (*loc. cit.*), dérivant elle-même de celle de Simon (1).

Les valeurs trouvées pour α vont en décroissant régulièrement à partir de 0°, sans présenter rien d'anormal à 4°, non plus qu'à 12 et 26°, comme le croyait Velten.

Dans la seconde partie de son mémoire, M. Monti s'est occupé spécialement des dissolutions. Il débute par une critique des relations établies par Moore (2) et Jäger (*loc. cit.*) entre la pression osmotique des dissolutions par rapport aux dissolvants et leurs tensions superficielles.

Plusieurs physiciens ont tenté de donner la loi selon laquelle une substance dissoute modifie la tension superficielle du dissolvant. L'auteur rappelle les conclusions de W. Sutherland (3) à ce sujet. Il les a vérifiées sur des dissolutions de paraffine et de soufre, en mesurant α par la méthode des gouttes de Tate.

---

(1) *Ann. de Ch. et de Ph.*, 3e sér., t. XXXII ; 1851. — Voy. *J. de Phys.*, 3e sér., VI, p. 570 ; 1897.

(2) *Ph. Mag.*, 1894.

(3) *Ph. Mag.*, 5e série, t. XXXVIII, 1894 ; XL, 1895.

MALAGOLI. — Spostamenti di fase prodotti da un voltametro percorso da correnti alternanti (Changements de phase produits dans un voltamètre parcouru par des courants alternatifs) (Partie expérimentale). — P. 27

La méthode employée est celle de M. Joubert pour la construction directe des courbes correspondant aux intensités et aux différences de potentiel entre les électrodes d'un voltamètre.

Les expériences montrent que ces deux courbes ne coupent pas l'axe au même endroit, mais présentent une différence de phase qui a atteint jusqu'à $\frac{13}{40}$ de demi-période. Elle dépend des électrodes, de leur distance, de l'électrolyte, de ce qu'il y a ou non décomposition visible de celui-ci.

R. ARNO. — Sulla isteresi dielettrica viscosa (Sur l'hystérésis diélectrique visqueuse).

Rappelant ses travaux précédents sur la question de la perte d'énergie qui se produit dans le cas d'un diélectrique dans un champ tournant (1), et s'appuyant sur les observations de Northrup (2), Janet (3), Eisler (4), M. Arno suppose que cette perte d'énergie est due à un retard entre l'instant où la force électrique est appliquée et celui où la polarisation du diélectrique prend la valeur correspondant à cette force ; ce retard est l'*hystérésis visqueuse diélectrique.*

En plaçant un cylindre de papier paraffiné dans le champ tournant fourni par deux champs rectangulaires alternatifs, et exécutant les mesures indiquées dans les mémoires précédemment cités, M. Arno est arrivé aux résultats suivants, B représentant l'induction électrostatique, n la fréquence du courant alternatif, d un nombre proportionnel au travail correspondant à un cycle de la force électrique déviatrice :

	n	d
I B = 0,083	44	5,5
	22	9,5
	11	13,5
II B = 1,818	44	59
	22	87
	11	129

(1) *Rend. Lincei*, 16 octobre 1892 ; 30 avril et 12 novembre 1893, 18 mars ; 17 juin et 18 novembre 1894.
(2) *Ph. Mag.*, janvier 1895.
(3) *C. R.*, 20 février 1893.
(4) *Zeit. für Electrotechnik*, 15 juin 1895.

Ces chiffres montrent que l'énergie perdue est d'autant plus grande que la vitesse de rotation du champ est plus considérable, ce qui montre bien qu'elle est due à un retard dépendant du temps, c'est-à-dire à un phénomène de viscosité.

PANDOLFI. — Scariche elettriche nell'aria rarefatte. — Influenza della temperatura (Décharge électrique dans l'air raréfié. — Influence de la température). — P. 89.

Le courant d'une batterie de 500 accumulateurs passe dans un tube à vide communiquant avec une trompe de Sprengel et plongé dans une étuve à température connue. L'intensité du courant est mesurée par un milliampèremètre. Un électromètre donne la différence de potentiel entre les deux électrodes.

M. Pandolfi a noté, dans une série d'expériences, pour une température donnée, la pression maximum à laquelle le courant commence à traverser le tube, la pression minimum à laquelle il cesse de passer, l'aspect du tube, l'intensité et la différence de potentiel entre les électrodes pour ces pressions et pour d'autres intermédiaires.

La température a varié dans les différentes séries de recherches de 20° à 150°.

Les résultats sont résumés par 22 tableaux et 8 courbes.

On peut en conclure :

1° Au moment où le courant commence à passer et où le tube s'illumine, la différence de potentiel e entre les électrodes diminue brusquement d'une quantité considérable; elle continue à diminuer lentement quand la pression diminue, passe par un minimum et croît jusqu'au moment où le courant cesse de passer, le vide atteint étant trop grand;

2° La diminution brusque de e au moment où s'établit le courant est d'autant plus grand que la température est plus élevée;

3° Quand la température augmente, la pression maximum à laquelle le courant commence et la pression minimum à laquelle il cesse augmentent aussi;

4° La variation de la pression maximum est plus grande, dans ces conditions, que celle de la pression minimum, qui varie à peine;

5° Quand le tube est illuminé, la différence de potentiel e varie avec la température : la température augmentant, e diminue, indiquant une diminution correspondante de la résistance du tube. L'intensité du courant varie en sens inverse;

6° La forme des électrodes a une influence sur la résistance du tube. Le courant éprouve une résistance moindre pour passer d'une pointe à un disque que pour le passage inverse ; le tube s'illumine donc dans le premier cas à partir d'une pression plus grande.

M. CANTONE. — Influenza della torsione sul magnetismo del nichel (Influence de la torsion sur le magnétisme du nickel). — P. 110 et 267.

L'auteur a étudié le magnétisme qui se produit dans un fil de nickel tendu par un poids et placé dans le champ magnétique terrestre ou dans le champ d'une bobine parcourue par un courant, quand on le soumet à une torsion. La méthode employée est à peu près celle de Nagaoka [1].

En représentant le magnétisme du fil par une courbe où les torsions sont portées en abscisses, on obtient des courbes analogues à celles d'hystérésis magnétique.

Si on fait croître la torsion, l'intensité magnétique augmente d'abord; mais, à un certain moment, elle commence à diminuer pour tendre vers une valeur limite. Le changement de signe de la variation de l'intensité magnétique a lieu quand les effets de l'élasticité de seconde espèce commencent à devenir appréciables.

L'effet de l'étirement du fil est de donner une légère dissymétrie au cycle magnétique.

Le magnétisme que le nickel peut acquérir sous l'action d'une force magnétique égale à dix-huit fois la force terrestre est à peine le quart de celui qu'il peut prendre sous l'action de la composante verticale terrestre avec une torsion de 1° par centimètre.

NACCARI. — Misure dirette di pressione osmotica (Mesure directe de la pression osmotique). — P. 141.

La méthode employée est voisine de celle de Pfeffer. Les osmomètres employés sont formés d'un vase poreux cylindrique auquel sont soudés à la gomme laque, à la partie supérieure, un tube vertical *f* qui peut être fermé et un tube coudé en manomètre *b*. Pour préparer la membrane dans le vase poreux, on laisse celui-ci quelques jours dans la potasse, dans l'eau, dans l'acide chlorhydrique

[1] *Ph. Mag.*, XXVII, p. 117.

et enfin dans l'eau pure. Le vase est séché, les tubes y sont soudés. On imprègne ensuite ses parois de sulfate de cuivre en l'immergeant dans une dissolution à 3 0/0, que l'on y fait pénétrer en faisant le vide par le tube *f*. Puis on le passe à l'eau et on le laisse vide dans l'air un quart d'heure. On l'emplit ensuite d'une solution de ferrocyanure de potassium à 3 0/0, en y plongeant le tube *b* et en aspirant par *f*; on immerge ensuite le vase poreux dans l'eau. Le manomètre est ensuite achevé en versant du mercure dans le tube coudé.

Après toute observation, il est bon de vérifier, en emplissant l'osmomètre d'eau sucrée à 1 0/0 par exemple et en mesurant la force osmotique, que la membrane n'a pas été attaquée.

M. Naccari a ainsi mesuré directement la pression osmotique à 0°, pour différentes solutions de glucose, de mannite, d'antipyrine, de salicine. D'autres substances, comme l'acide citrique, ont attaqué la membrane poreuse.

A. BATTELLI. — Rapporti fra le azioni fotografici all'interno e all'esterno dei tubi a vuoto (Rapports entre les actions photographiques à l'intérieur et à l'extérieur des tubes à vide). — P. 169.

L'auteur place une pellicule photographique recouverte de papier noir sur un cylindre de laiton engagé dans le tube. Un autre cylindre semblable est placé extérieurement au-delà de la plaque d'aluminium fermant le tube à une extrémité et formant anode. Les expériences ont été faites avec des tubes de dimensions, d'épaisseur et de nature variables.

Des tableaux résument la nature des impressions obtenues dans les différents cas. L'impression sur la pellicule externe est toujours plus faible.

La forme des électrodes influe également sur ces impressions. En opérant avec un tube où les électrodes sont formées par une pointe et par un disque ou un anneau, M. Battelli constate, en outre, que l'intensité du courant dépend de la forme de l'anode et de la cathode, c'est-à-dire ici du sens de la décharge. Pour des pressions assez grandes, elle est supérieure quand c'est la pointe qui sert d'anode. C'est l'inverse pour des pressions très faibles [1].

---

[1] Cf. Pandolfi, *ibid.*, p. 608.

ROITI. — Come i raggi X così paro che si pieghino dietro gli ostacoli i raggi luminosi (Si les rayons X se conduisent comme les rayons lumineux le long des obstacles). — P. 227.

ERCOLINI. — La pseudo-diffrazione dei raggi X (La pseudo-diffraction des rayons X). — P. 297.

Ces deux mémoires sont une simple confirmation de l'explication donnée par M. Sagnac [1] de ce phénomène apparent dû, en réalité, à des pénombres, comme l'ont vérifié ces auteurs avec de la lumière ordinaire placée dans une enveloppe ayant la forme d'un tube de Crookes.

Q. MAJORANA. — Deviazione elettrostatica dei raggi catodici (Déviation électrostatique des rayons cathodiques). — P. 305.

Crookes avait remarqué que le trajet d'un faisceau de rayons cathodiques est modifié par la présence dans le même tube d'un faisceau émanant d'une autre cathode. M. Majorana a cherché à faire voir nettement ce fait et à montrer qu'une anode produit aussi des déviations sensibles.

Dans une ampoule de Crookes sensiblement sphérique sont placées deux cathodes planes, l'une C verticale, pénétrant suivant un diamètre horizontal de l'ampoule, l'autre C′ horizontale, placée à la partie inférieure. Une anode constituée par un fil d'aluminium pénètre au centre de l'ampoule. Enfin un petit plateau S, mobile autour d'une charnière horizontale, peut en s'abaissant venir se placer horizontalement entre A et C′.

Si C fonctionne seule comme cathode, on a de l'anode A une ombre nette sur la paroi opposée. Si on réunit métalliquement à ce moment C et C′, le plateau s'étant relevé, cette ombre est déplacée vers le haut. Si alors on abaisse le plateau A, cette ombre ne change pas, ce qui confirme l'idée de Jaumann, que le phénomène est dû à l'action électrostatique de la nouvelle cathode.

On peut mettre la même action en évidence en se servant comme anode de C′ ou de S et en examinant l'ombre de A donnée par la cathode C; si on vient à réunir A et C, cette ombre devient 20 ou 30 fois plus large, indiquant une répulsion des rayons cathodiques.

---

[1] *C. R.*, t. CXXIII, p. 880; nov. 1896. — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 169; 1897.

Cet élargissement dépend d'ailleurs du degré de vide à l'intérieur du tube. Il est intéressant de remarquer que, dans ce cas, la largeur de l'ombre varie quand on interpose une distance explosive sur le trajet de la décharge; elle est d'autant plus étroite que l'étincelle produite est plus longue et, pour le maximum de largeur de celle-ci, l'ombre est sensiblement la même, que A soit isolé ou réuni à C.

On a un résultat analogue en mettant A en communication avec le doigt ou avec une capacité quelconque extérieure.

Enfin, en mettant A en communication avec l'anode, on remarque que l'ombre diminue de largeur, ce qui indique une attraction des rayons. En augmentant le vide, l'ombre diminue de largeur; elle finit même par disparaître et par être remplacée par une ligne lumineuse, par suite d'une incurvation de plus en plus grande des rayons qui viennent se croiser au-delà du fil A.

Toutes ces actions sont sensiblement indépendantes de l'intensité de la décharge qui traverse le tube, alors que celles que Jaumann a signalées ne se manifestaient que pour de faibles décharges.

A. BATTELLI. — Rapporti fra i raggi catodici i raggi del Röntgen (Rapports entre les rayons cathodiques et les rayons Röntgen). — P. 386.

Les conclusions de ce mémoire, publiées dans le *Philosophical Magazine*, ont été analysées dans le *Journal de Physique* (1). Il ne sera pas superflu de donner ici le détail de quelques-unes des expériences de M. Battelli.

Il s'est servi d'ampoules sphériques traversées horizontalement par l'anode et la cathode. Une plaque formant miroir M est placée au centre, inclinée à 45° sur le diamètre anode-cathode. En regard de sa face supérieure, on peut placer un petit cylindre c recouvert d'une pellicule photographique entourée de papier noir; un autre cylindre c' semblable est placé au-dessous du miroir vis-à-vis de son autre face. L'ampoule est en relation avec la pompe, et des garnitures entourées de mercure permettent l'introduction et le déplacement faciles des pièces indiquées.

Première expérience. — Le miroir M est en platine; c et c' à leur place normale; à côté de c, allant graduellement de c au plan du miroir, trois autres cylindres photographiques semblables sont placés

(1) Voir ce volume, p. 378.

tous à la même distance du point de M coupé par le faisceau de rayons cathodiques. Dans ces conditions, toutes les pellicules placées au-dessus du miroir sont impressionnées, l'impression diminuant de la pellicule c vers les autres ; celle qui est dans le plan du miroir est séparée en deux régions ; la région au-dessus du miroir est impressionnée, la région inférieure ne l'est pas.

La raréfaction étant peu avancée, on voit un faisceau *lumineux* de rayons cathodiques réfléchis, sans pouvoir dire que ce soit suivant les lois de la réflexion. Quant à la fluorescence, elle s'étend sur toute la paroi du tube placée au-dessus du miroir. Si la raréfaction augmente, le faisceau réfléchi devient moins distinct, et l'on peut voir alors (de préférence à travers un trou percé dans une plaque opaque) une faible auréole formée de rayons issus de la plaque et dirigés en tout sens. La ligne de démarcation entre les deux parties de paroi antérieure et postérieure devient de plus en plus nette.

D'après cette expérience et une autre analogue, *on ne peut donc pas admettre une réflexion régulière des rayons cathodiques.*

Cinquième expérience. — On met en communication simultanément avec la pompe deux ampoules semblables à celle de la première expérience. Désignons par A et B les lames M de ces deux ampoules. Ici A est une lame d'aluminium, B une lame égale de platine. La décharge les traverse alternativement de minute en minute. Les deux pellicules c sont fortement impressionnées avec la même intensité. Les pellicules c′ sont impressionnées plus faiblement, et à une impression faible dans le tube A correspond une impression nulle sur celle de B.

Sixième expérience. — Même disposition : A formé d'une lame de platine de $\frac{6}{10}$ millimètre d'épaisseur, B de platine et de $\frac{1}{10}$ millimètre. Même impression sur les pellicules c ; pour les pellicules c′, impression d'autant plus forte que la lame est plus mince.

Neuvième expérience. — A est une feuille de papier noir de moins de 100 millimètres, B une lame de platine recouverte de ce même papier. Pour les pellicules c, impression à peine plus intense du côté B. Pour les pellicules postérieures c′, impression naturellement bien plus intense du côté A.

Les expériences 5 à 9 montrent non seulement que l'action photographique d'une lame coupée par des rayons cathodiques est beaucoup plus intense du côté où ils arrivent (fait déjà connu), mais aussi que la cause de cette action se transmet à travers une lame et qu'elle est

d'autant plus grande que l'épaisseur à traverser est plus faible et la substance moins dense. Ce dernier fait s'accorde avec l'hypothèse que l'action photographique est due aux rayons cathodiques mêmes, qu'ils soient réfléchis ou qu'ils traversent l'obstacle.

De plus, ces expériences montrent que l'action de la face qui reçoit le faisceau est d'autant plus faible que la lame est plus mince. Il serait difficile, si les observations de M. Battelli sont bien exactes et si la différence d'impression des pellicules dans ce cas est bien nette, de faire concorder ce fait avec l'hypothèse que les rayons X sont engendrés par les rayons cathodiques sur l'obstacle que ceux-ci rencontrent.

A. Gallotti.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e série, t. XLV; mai 1898.

G.-H. BRYAN. — On Electromagnetic Induction in Plane, cylindrical and spherical current sheets and its representation by mowing trails of images (Induction électro-magnétique dans des feuilles minces, planes, cylindriques et sphériques. Sa représentation par des séries mobiles d'images). — P. 381.

M. Bryan a montré [1] comment on pouvait obtenir simplement les conditions aux limites que doit remplir le potentiel magnétique sur une feuille mince de métal de conductance finie de forme quelconque, dans laquelle des courants sont induits par le mouvement d'aimants d'un côté de la feuille.

Il montre dans cette note comment on peut, dans le calcul du potentiel, substituer aux courants induits des pôles magnétiques appelés *images* de la *source*. Ces séries mobiles d'images ne sont guère plus compliquées pour des surfaces cylindriques ou sphériques que pour des surfaces planes.

Dans chaque cas, les images partent de la source et de son inverse, se déplacent normalement à la surface avec des vitesses variant proportionnellement à la distance.

Si la source de perturbation est une distribution de pôles ou un courant non fermé à l'intérieur de la feuille, il est nécessaire de placer des pôles égaux et symétriques par rapport au centre ou de

---

(1) *Phil. Mag.*, août 1894.

fermer le circuit par des courants revenant par l'axe pour pouvoir employer la méthode des images.

Si la source de perturbation est mobile, les séries d'images se construiront synthétiquement comme dans le cas d'une feuille plane : si, par exemple, la source tourne d'un mouvement uniforme autour du centre du cylindre ou de la sphère, les courbes décrites par les images seront des spirales équiangles.

Erskine MURRAY. — On Volta Electricity of metals (Sur l'électricité voltaïque des métaux). — P. 398.

Au moyen de la méthode employée déjà par lord Kelvin et par M. Pellat, c'est-à-dire en compensant la différence de potentiel au contact de deux métaux par la chute de potentiel produite dans un fil étalonné par une pile Daniell, M. Murray a étudié les variations de potentiel que produit un changement dans cette portion de la surface de chaque métal, qui est séparée de l'autre par un milieu isolant. Il donne des résultats qui, pouvant être utiles pour la recherche de l'origine de la différence de potentiel au contact, méritent d'être signalés :

1° Les métaux recouverts de pellicules solides non conductrices de cire ou de verre, excepté au point de contact, donnent presque le même potentiel que les métaux nus à l'air. La substitution de la cire à l'air près du métal ne cause qu'un petit changement, qui peut être de même sens et sensiblement le même pour des métaux dont les potentiels dans l'air sont très différents, de sorte que le Zn et le Cu, recouverts de paraffine, donnent la même différence de potentiel que le zinc et le cuivre nus. — Le sodium recouvert de verre et de cire a donné un potentiel de 3,56 volts par rapport à une plaque de laiton doré prise comme étalon ;

2° Une plaque de métal ayant été soigneusement nettoyée par un polissage à la toile d'émeri ou au papier de verre, on constate qu'à mesure qu'on augmente le poli de la surface par le douci ou par le brunissage, son potentiel par rapport à la plaque étalon s'élève de quantités qui peuvent être de 0,2 à 0,3 volt. Ce résultat n'est pas en désaccord avec ceux de M. Pellat, car ici les plaques ne sont pas lavées à l'alcool ;

3° Les métaux étant soit propres et secs dans l'air, soit recouverts d'une pellicule liquide ou solide non conductrice, on a remarqué que

le potentiel variait beaucoup avec la température dans l'intervalle de 15 à 60° ;

4° Une pellicule liquide, même très mince, produit une variation considérable dans le potentiel d'une plaque polie et sèche, et qui peut durer plusieurs heures, ou plusieurs jours, même après que la pellicule semble être disparue.

Deux pellicules du même liquide opposées l'une à l'autre sur les surfaces de deux plaques de métaux différents ne donnent pas ordinairement une différence de potentiel nulle, comme le feraient deux pellicules solides conductrices d'un même corps, mais donnent à peu près la même différence de potentiel que les métaux secs sur lesquels elles sont placées ;

5° Une pellicule très mince de l'oxyde du métal ne produit qu'un petit changement du potentiel. Cette variation croît à mesure que l'épaisseur de la pellicule augmente et tend vers une limite ;

6° L'exposition à l'air à la température ordinaire ne produit pas un changement rapide du potentiel, principalement si l'air est sec et dénué de poussières. Ordinairement il y a baisse du potentiel de la plaque par rapport à l'étalon ;

7° L'immersion temporaire dans l'oxygène élève le potentiel du Cu, du Zn et de l'Ag, diminue au contraire celui de l'étain.

Albert-P. WILLS. — On the susceptibility of Diamagnetic and weakly magnetic substances (Mesure de la susceptibilité de substances diamagnétiques ou faiblement magnétiques). — P. 432.

La substance a la forme d'un parallélipipède aplati en forme de tablette suspendue à une extrémité du fléau d'une balance. La tranche inférieure est dans un champ magnétique uniforme H déterminé par les deux pièces polaires tronconiques d'un électro-aimant, distantes de $1^{cm},5$. La tranche supérieure est dans un champ sensiblement nul. Dans ces conditions on montre que la lame est soumise à une force verticale équilibrée par un poids P donné par l'égalité

$$gP = kAH^2 ;$$

A = surface de la tranche horizontale de la plaque ;
k = susceptibilité magnétique de la substance.

On détermine P avec la balance. Pour mesurer H, on remplace la plaque précédente par une plaque identique en gypse sur les côtés

de laquelle on a collé du papier d'étain. En faisant passer un courant de I ampère dans le circuit ainsi formé, le champ H exerce une attraction de F grammes qui, donnée par la balance, permet de calculer H par la relation

$$H = \frac{10gF}{Il};$$

l = longueur de la tranche horizontale du circuit.

M. Wills a ainsi déterminé la susceptibilité magnétique de divers échantillons de marbre, de l'aluminium, du verre, de l'étain, de l'antimoine, du bismuth, du soufre, de l'ébonite, de la paraffine, de la cire blanche, de la gomme laque, de divers échantillons de bois. Il a vu aussi que la susceptibilité du bismuth était constante pour des champs variant de 1620 à 10450.

MIZUNO. — On the Function of the condenser in an Induction Coil (Rôle du condensateur dans une bobine d'induction). — P. 447.

La capacité du condensateur placé en dérivation sur l'interrupteur du circuit primaire influe sur la longueur de l'étincelle du secondaire, obtenue entre une pointe et un plateau. La capacité croissant, la longueur de l'étincelle croît rapidement, passe par un maximum, puis décroît lentement. Le maximum a lieu pour une capacité d'autant plus grande que l'intensité du courant est plus grande.

L'allure de la courbe est la même avec deux bobines ; mais les valeurs numériques ne sont pas les mêmes ; la capacité qui donne la longueur maximum d'étincelle doit donc être déterminée expérimentalement pour chaque valeur du courant primaire et pour chaque bobine.

M. Mizuno émet ensuite des doutes sur la réalité de la formule théorique de M. Waller

$$E_2 = I_1 \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{c_1}};$$

E_2 = différence de potentiel ou secondaire ;
I_1 = intensité du courant primaire ;
ε_2 = self-inductance du circuit secondaire ;
c_1 = capacité du condensateur du primaire ;

et fait remarquer que la self-inductance de chaque circuit et l'inductance mutuelle des deux circuits ne sont pas, à cause du fer doux,

des constantes comme on le suppose ordinairement dans les théories mathématiques de la bobine d'induction.

Harold-A. WILSON. — On the Influence of Dissolved Substances and of Electrification on the Reformation of Clouds (Influence des substances dissoutes et de l'électrisation sur la reformation des nuages). — P. 435.

Un ballon G contient la dissolution à pulvériser ; grâce à une tubulure latérale portant un pulvérisateur de Gouy, un jet d'air saturé de vapeur d'eau donné par une pompe pulvérise la solution. Le nuage formé passe ensuite plus ou moins rapidement dans deux flacons laveurs à SO^4H^2, puis l'air s'échauffe à travers de l'eau placée au fond d'un flacon F.

M. Wilson donne les résultats suivants :

1° Si on pulvérise de l'eau distillée ou de l'eau de pluie, aucun nuage n'apparaît en F ;

2° Si on pulvérise de l'eau diluée de SO^4H^2, KOH, $CaCl^2$, NaCl, CO^3K^2, sucre, glycérine, le nuage réapparaît en F. Si on recueille l'air dans un flacon sec au lieu du flacon F, on n'a pas de nuage, mais il réapparaît dès qu'on verse de l'eau.

Un tube contenant du coton de verre interposé entre les laveurs à SO^4H^2 et le flacon F n'empêche pas la réapparition du nuage à moins que le tampon ne soit long et très serré.

3° Le nuage primitif a été électrisé en pulvérisant la solution devant un fil porté à un potentiel de 800 volts. Cette électrisation n'affecte pas la réapparition du nuage sur l'eau après évaporation par SO^4H^2, bien que l'acide n'enlève pas l'électrisation, comme on s'en est assuré en faisant communiquer F recouvert de papier d'étain et isolé avec un électromètre à quadrants.

Van RIJCKEVORSEL. — On the Temperature of Europe (Sur la température de l'Europe). — P. 459.

En assignant au cinquième jour d'une série de neuf jours la moyenne arithmétique des températures journalières données par un observatoire météorologique, l'auteur pense obtenir ainsi la *température normale* de ce jour de l'année en ce lieu. L'auteur donne alors, pour différentes villes, une courbe indiquant la variation de cette *température normale* pendant l'année. Il trouve que ces

courbes, pour plus de cinquante stations de l'Europe occidentale, présentent à peu près les mêmes particularités. Pour l'Europe orientale, elles ont un caractère différent. La connaissance de ces courbes pour un grand nombre de stations faciliterait, d'après l'auteur, la recherche de l'origine de certaines particularités, telles que la chute de température ordinairement observée dans nos climats dans le commencement de juillet, celle qui se produit aux jours dits « saints de glace », etc.

PERREAU.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY;

t. LXI ; 1897.

J. DEWAR et J.-A. FLEMING. — Note sur les constantes diélectriques de la glace et de l'alcool à de très basses températures. — P. 2.

La détermination des constantes diélectriques d'une substance se fait de deux manières :

1° En déterminant directement la capacité inductive spécifique de la substance ;

2° En mesurant l'indice de réfraction de la substance pour des ondes électriques de différentes longueurs d'onde ; la constante diélectrique est égale au carré de cet indice.

En comparant les résultats obtenus par différents expérimentateurs pour la capacité inductive spécifique de l'eau, on constate que la racine carrée de la capacité inductive spécifique diffère peu du nombre obtenu pour l'indice de réfraction de l'eau pour des ondes électriques variant de 8 millimètres à 600 centimètres.

Il n'en est pas de même pour la glace, et il n'y a pas grand accord entre les résultats. Ainsi M. Bouty[1] trouve 78,8 pour la capacité inductive spécifique de la glace à — 23° C. et au dessus, tandis que M. Blondlot[2], en employant des ondes électriques, trouve 1,41 pour l'indice de réfraction de la glace, d'où l'on déduit le nombre 2,0 pour la valeur de la constante diélectrique de cette substance à une température qui n'est pas indiquée par l'auteur, mais qui n'est proba-

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. I, p. 454 ; 1892.
(2) *Comptes Rendus*, t. CXIX, p. 595 ; 1894.

blement pas très inférieure à 0° C. De même A. Pérot [1] trouve 1,43 pour l'indice de la glace, d'où 2,04 pour la constante diélectrique.

Pour jeter quelque lumière sur ces différences, les auteurs ont déterminé la constante diélectrique de la glace à de très basses températures. Ils ont, pour cela, appliqué la méthode et les appareils employés par eux [2] dans la détermination de la constante diélectrique de l'oxygène liquide.

Les résultats obtenus montrent clairement que la constante diélectrique de la glace augmente progressivement de 2,8 environ jusqu'à 11,6, entre — 198° et — 131° du thermomètre à platine [3]. La courbe qui résume ces résultats montre qu'au zéro absolu la constante diélectrique de la glace ne serait probablement pas très éloignée de 2,0.

On trouve, en outre, qu'à la température de — 185°, la constante diélectrique de la glace obtenue en employant des renversements relativement très lents de la force électromotrice diffère peu de la valeur trouvée par différents expérimentateurs en employant des renversements de plusieurs millions par seconde.

La valeur moyenne de la constante diélectrique de la glace à — 185° pour des renversements lents de la force électromotrice est voisine de 2,9.

La constante diélectrique de l'alcool solide à — 185° est 3,12.

Dans le cas de l'alcool, aussitôt que la température s'élève au-dessus de — 190°, la résistance électrique commence à diminuer avec une grande rapidité. Avec l'eau, le même phénomène a lieu au-dessus de — 90°.

Enfin, dans le cas de l'alcool, il existe une dispersion anormale pour les radiations électriques pour des longueurs d'onde comprises entre 8 millimètres et 900 centimètres, et mesurées dans l'air.

E. TAYLOR JONES. — Relation entre les forces et la déformation magnétique dans le nickel. — P. 19.

L'auteur a essayé de déterminer si le changement de longueur qu'un fil de nickel éprouve lorsqu'il est placé dans un champ magnétique peut être expliqué par les déformations résultant de l'aimantation.

---

(1) *Comptes Rendus*, t. CXIX, p. 601 ; 1894.

(2) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LX, p. 358 ; 1896. — *Journal de Phys.*, 3e série, VI, p. 142 ; 1897.

(3) Les températures sont données par le thermomètre à fil de platine.

La manière de calculer l'effet des forces magnétiques sur les dimensions d'un corps aimanté a été donnée par Kirchhoff et appliquée par Cantone au cas d'un ellipsoïde de révolution formé d'une substance magnétique placée dans un champ longitudinal et uniforme.

L'expression donnée par Cantone pour l'allongement d'un tel ellipsoïde renferme des termes qui représentent l'effet du système de forces de Maxwell et d'autres qui représentent l'effet des forces provenant de ce que l'aimantation dépend de la déformation.

Lorsque l'excentricité de l'ellipsoïde est grande, ces derniers termes se réduisent à $\frac{1}{2} H \frac{\delta I}{\delta P}$, δI désignant l'accroissement d'aimantation d'une portion cylindrique de la substance occasionné par une augmentation de tension δP par unité de surface, et H l'intensité du champ.

J.-J. Thomson a montré, en outre, que le terme précédent représente aussi l'élongation d'un long cylindre de substance supposé aimanté uniformément. Puisque ce terme est généralement grand par rapport aux termes qui représentent l'effet des forces de Maxwell, on pourra employer un très long cylindre pour mesurer l'élongation magnétique et l'effet de la tension sur l'aimantation. C'est ce qu'a fait l'auteur pour le nickel.

Il trouva que la différence entre les contractions observées et calculées était approximativement proportionnelle à la quatrième puissance de l'aimantation. Un diagramme montrait que, si cette contraction corrigée était représentée par une fonction I^4, tous les points étaient situés très près d'une ligne droite passant par l'origine, les différences étant de l'ordre des erreurs expérimentales.

J.-B. HAYCRAFT. — Éclat et photométrie. — P. 49.

L'éclat des différentes parties du spectre fut déterminé par la méthode appelée par l'auteur : méthode de l' « excitation minimum effective ».

Le spectre produit par un réseau placé dans une chambre A était projeté sur une plaque de verre dépoli à travers un trou de 1 mg. de section, pratiqué dans la cloison. L'observateur placé dans une chambre B, de l'autre côté de la cloison, s'écartait juste de manière à cesser d'apercevoir la tache lumineuse.

Une autre méthode consiste à faire tourner un demi-disque entre la source et la fente d'un spectroscope de manière à produire des interruptions de lumière périodiques. Pour une faible vitesse de rotation du disque, le spectre *vacille*, sauf à ses deux extrémités. Quand la vitesse de rotation s'accroît, la région centrale vacillante diminue d'étendue ; on fixe pour chaque vitesse la largeur de cette portion vacillante, et on prenait cette vitesse pour mesure de l'éclat.

Les courbes obtenues par ces deux méthodes sont concordantes entre elles et avec les courbes obtenues par la méthode directe employée par Abney et König.

Lorsque l'œil est placé dans une chambre noire pendant une heure avant l'expérience, on obtient un maximum d'éclat dans le vert par la première méthode. Lorsqu'au contraire l'œil est placé dans une chambre peinte en blanc et éclairée par le gaz, on obtient un maximum d'éclat dans le jaune.

L'auteur a étudié également le phénomène de Purkinje en employant de petits disques de papiers colorés, collés sur fond noir et un brûleur à gaz gradué de manière à pouvoir faire varier l'éclat à volonté et qu'on abaissait jusqu'à ce que ces disques devinssent invisibles.

A.-A.-C. SWINTON. — Quelques expériences avec les rayons cathodiques. — P. 79.

L'auteur décrit un certain nombre d'expériences qu'il a effectuées avec les rayons cathodiques, notamment sur la fluorescence superficielle du charbon exposé à ces rayons et sur la forme de la décharge dans un tube focus. Selon lui, les rayons X ne peuvent être produits par les rayons cathodiques que lorsqu'ils frappent une substance solide.

J. NORMAN LOCKYER. — Sur la chimie des étoiles les plus chaudes. — P. 148.

SCHUSTER. — Constitution chimique des étoiles. — P. 209.

F. MC CLEAN. — Spectres photographiques comparatifs des étoiles de grandeur $3\frac{1}{2}$. — P. 213.

En 1872, M. Lockyer a montré que, quand on projette sur la fente d'un spectroscope l'image d'une étincelle électrique, les raies obser-

vées possèdent des longueurs différentes. La qualité des lignes d'être *courtes* ou *longues* joue un grand rôle dans l'ensemble des observations très importantes contenues dans le mémoire de M. Lockyer :

1° Lorsque, dans un mélange de vapeurs à une certaine température, une vapeur n'est pas en quantité suffisante pour montrer toutes les raies de son propre spectre, elle est représentée par les raies les plus longues de ce spectre à la température en question. Il n'y a que quelques-unes des raies courtes, dans les spectres métalliques, qui représentent les effets des températures élevées ;

2° Quelques-unes des substances étudiées (fer, calcium et magnésium) ont probablement un spectre défini consistant en un petit nombre de raies qui ne peuvent être produites complètement qu'à une température plus élevée que celles que l'on peut produire dans les laboratoires. Les raies qui constituent ces nouveaux spectres sont ou bien celles qui n'apparaissent que dans le spectre de la décharge, ou bien celles qui deviennent plus longues en passant de l'arc à l'étincelle. De telles raies sont appelées raies *rehaussées ;*

3° Dans le cas du fer, du calcium et du magnésium, il y a quatre degrés distincts de températures marqués par des variations spectrales : *a*) spectre de la flamme ; *b*) spectre de l'arc ; *c*) spectre de l'étincelle ; *d*) spectre formé exclusivement des raies rehaussées par le passage de l'arc à la décharge ;

4° Les variations des raies métalliques fournissent le meilleur moyen de déterminer les températures stellaires relatives, pour cette raison qu'il n'est pas nécessaire d'obtenir des photographies avec des poses spéciales ;

5° Lorsqu'on a déterminé la température relative d'une étoile par cette méthode et en supposant que les vapeurs absorbantes sont à la même température, la présence ou l'absence de toute autre substance métallique peut être déterminée par l'inspection des raies qui sont les plus longues dans le spectre à cette température. Dans le cas des étoiles les plus chaudes, la quatrième sorte de spectre doit être prise comme terme de comparaison ;

6° En acceptant les nouveaux résultats relatifs aux raies rehaussées dans l'étincelle, plusieurs raies, dans les spectres des étoiles les plus chaudes, dont l'origine ne pouvait être fixée, peuvent maintenant être attribuées à des substances métalliques dans le quatrième état de température ;

7° Les raies des gaz extraits de la clévéite n'apparaissent que dans les étoiles chaudes, comme cela est indiqué par l'extension de la radiation continue dans l'ultra-violet. Elles augmentent en intensité, lorsque la température s'élève dans certaines étoiles ;

8° L'ordre des températures stellaires déterminé par l'intensité *croissante* des raies des gaz de la clévéite est identique à l'ordre des températures déterminé par l'intensité *décroissante* des raies métalliques dans le cas des étoiles qui présentent deux séries de raies ;

9° Les raies métalliques rehaussées peuvent être absentes d'un spectre d'étoile, soit parce que la température est trop basse, soit parce qu'elle est trop élevée ;

10° Les étoiles peuvent être divisées en deux groupes : celles dont la température augmente, et celles dont la température diminue. Les premières diffèrent des secondes en ce que : *a*) l'absorption continue est plus grande dans le violet ou l'ultra-violet ; *b*) l'intensité et la largeur des raies est généralement plus grande ; *c*) la largeur des raies de l'hydrogène est plus petite ; *d*) la largeur des raies de l'hélium, dans les états où ces raies sont visibles, est plus grande ;

11° Les faits connus relatifs aux changements dans les raies spectrales d'un élément peuvent être facilement expliquées par l'hypothèse des dissociations successives, analogues à celles que l'on observe dans le cas des composés ;

12° De même, les différences qui existent dans les raies d'un métal comme le fer, dans les spectres des taches solaires, des proéminences, de la chromosphère et de différentes étoiles s'expliquent en supposant qu'il y a différents groupements moléculaires pour chaque état de température ;

13° Le changement d'un spectre continu en un spectre de bandes, puis en un spectre de raies, peut être regardé comme dû à différentes combinaisons moléculaires ;

14° L'existence de séries de raies dans les spectres de quelques éléments chimiques constitue une autre indication de la complexité moléculaire ; chaque série représente probablement les vibrations de molécules semblables ;

15° La disparition des raies du fer rehaussées dans les étoiles les plus chaudes et l'augmentation simultanée d'intensité des raies de l'hydrogène, de l'hélium, etc., conduit à admettre que le fer est un composé dans la formation ultime duquel entrent un seul ou tous les gaz précédents.

W.-N. HARTLEY. — Expériences sur le spectre de la flamme de l'oxyde de carbone. — P. 217.

Il résulte des expériences de M. Hartley que le spectre d'oxyde de carbone consiste entièrement en un spectre continu diminuant d'intensité vers la partie la plus réfrangible de l'ultra-violet ($\lambda = 3.000$ environ). On ne photographie aucune bande de carbone, ni aucune raie au bord de bande qui ne puisse être regardée comme due à une autre substance que l'oxyde de carbone.

A.-A.-C. SWINTON. — Production de rayons X de différents pouvoirs pénétrants. — P. 222.

L'auteur établit que le pouvoir pénétrant des rayons X augmente avec le degré du vide dans lequel ils sont produits.

Pour un certain vide, les os de la main sont vus nettement ; pour un vide plus grand, la chair devient très transparente, tandis que les os sont encore opaques. En augmentant encore le vide, les os deviennent à peu près aussi transparents que la chair et, finalement, avec le vide extrême, toute la main ne produit qu'une ombre faible sur l'écran fluorescent.

Des effets semblables peuvent être obtenus avec le vide faible, en faisant varier la puissance de la bobine de Ruhmkorff ou en modifiant la distance de la cathode à l'anticathode. En supposant que les rayons cathodiques consistent en molécules régulièrement chargées et repoussées par la cathode chargée de même électricité avec une vitesse initiale qui dépend du degré d'excitation électrique de la cathode, les conditions qui produisent les rayons X de grand pouvoir pénétrant sont celles qui conduiraient à une grande vitesse moyenne des molécules au moment où elles frappent l'anticathode et à une grande différence de potentiel entre les molécules en mouvement et l'anticathode au moment du choc.

La quantité de rayons X est indépendante de la matière dont est formée l'anticathode. Des anticathodes d'aluminium, de fer, de cuivre, d'argent et de platine, donnent des rayons X de même pouvoir pénétrant.

C.-T.-R. WILSON. — Condensation de la vapeur d'eau en présence d'air sans poussières et d'autres gaz. — P. 240.

Les appareils employés par l'auteur permettaient d'obtenir une détente déterminée et très rapide de l'air ou des gaz employés. Les résultats sont les suivants :

Si l'air, primitivement saturé et privé de poussières étrangères, est soumis à une détente brusque, il se produit une condensation sous forme de pluie, lorsque le rapport $\frac{v_2}{v}$ du volume final au volume initial est supérieur à 1,252. Avec des détentes plus faibles il n'y a de condensation que sur les parois du vase.

Le nombre des gouttes produites reste petit, si $\frac{v_2}{v}$ ne dépasse pas 1,37. Au-delà de ce point, le nombre des gouttes augmente très rapidement avec l'expansion en même temps que le volume des gouttes diminue ; la condensation en forme de nuage qui en résulte présente de beaux phénomènes de coloration.

En présence d'air, d'oxygène, d'azote ou d'acide carbonique, la condensation en forme de pluie a lieu lorsque l'expansion est suffisante pour obliger la sursaturation à excéder une certaine limite qui va de 4,2 à 4,4, lorsque la température finale est — 6° C., et qui diminue lorsque la température s'élève. On entend ici par sursaturation le rapport de la densité actuelle de la vapeur, lorsque l'expansion a été exactement obtenue et que, par conséquent, la température minimum a été atteinte, à la densité de la vapeur en équilibre au-dessus d'une surface plane d'eau à cette température.

La condensation a la forme de nuages en présence des gaz précédents ou d'hydrogène, lorsque l'expansion est suffisante pour obliger la sursaturation à dépasser une certaine valeur égale à 7,9, lorsque la température finale est — 16° C.

Lorsque la sursaturation obtenue est comprise entre ces limites, la condensation en forme de pluie a lieu dans tous les gaz précédents, à l'exception de l'hydrogène, dans lequel on aperçoit à peine une trace de condensation lorsque la sursaturation est même légèrement au-dessous de 7,9.

Les rayons Röntgen font augmenter notablement le nombre des gouttes dans l'air, l'expansion minimum requise pour obtenir la condensation restant cependant la même.

Dans l'hydrogène, les rayons X provoquent la condensation sous forme de gouttes pour des sursaturations inférieures à 7,9, et abaissent la limite de la sursaturation à la même valeur qui convient aux autres gaz hors de la présence des rayons X.

M. Wilson trouve que les noyaux solides capables de provoquer la condensation sous forme de pluie ont le même pouvoir de condensation que des gouttes d'eau de $8,6.10^{-8}$ centimètres ; ce nombre est calculé en admettant que la loi de Mariotte est applicable à la vapeur et que la tension superficielle de l'eau conserve encore sa valeur normale pour des lames d'eau d'une épaisseur double de ce rayon. Il ne doit donc être considéré que comme constituant une approximation assez grossière.

Il est remarquable que les noyaux capables de provoquer la condensation sous forme de pluie paraissent ne pas exister dans l'hydrogène non soumis à l'action des rayons X.

W. RAMSAY et MORRIS W. TRAVERS. — Tentative pour forcer l'hélium ou l'argon à passer à travers le palladium, le platine ou le fer portés au rouge. — P. 267.

Un tube de verre trempé infusible était réuni à une extrémité au réservoir du gaz à étudier, hélium ou argon. A l'autre extrémité et à l'intérieur du tube de verre était adapté un tube de platine fermé par une coiffe de palladium ou, si l'on expérimentait avec le fer, par un tube de fer mince fermé lui-même à son extrémité. L'extrémité fermée du tube intérieur était placée de manière à pouvoir être portée au rouge en lançant la flamme d'un chalumeau sur le tube de verre. L'extrémité ouverte du tube métallique était reliée à un tube de verre en communication avec une pompe de Töpler et munie d'un tube à vide de Plücker, de façon à pouvoir observer le spectre des gaz qui passeraient à travers le métal.

On faisait le vide dans le tube métallique jusqu'à ce que la fluorescence verte apparaisse dans le tube de Plücker, puis l'on introduisait l'argon ou l'hélium, à la pression atmosphérique, dans l'espace compris entre le tube métallique et le tube de verre. Le tube de verre était porté à la plus haute température possible, 900 ou 950°.

Dans aucun cas, même après une demi-heure, on n'obtint la plus petite quantité de gaz dans le tube à vide. La fluorescence de ce tube restait toujours la même.

E.-B.-H. WADE. — Nouvelle méthode de détermination de la tension de vapeur des solutions. — P. 285.

Les méthodes statiques qui seules, jusqu'à présent, ont permis d'obtenir des résultats entre 60° C. et 100° C. sont entachées d'erreurs sérieuses. L'appareil employé par l'auteur est semblable à un appareil décrit par Sakurai (1); mais il est double et un courant de vapeur passe à travers deux tubes en U placés parallèlement. La pression sur le contenu des deux tubes étant *la même* peut être amenée à une valeur convenable, et la méthode thermométrique étant celle du thermomètre différentiel à fil de platine, la *différence* des points d'ébullition de l'eau pure et des solutions salines était seule observée.

Deux séries d'observations furent faites à la pression de 760 millimètres. Les substances examinées furent les chlorures de lithium, de calcium, de strontium, de sodium et de potassium, et les bromures de sodium et de potassium. Le mémoire ne renferme pas la discussion complète des résultats. L'auteur signale simplement que, dans tous les cas, le rapport de l'accroissement du point d'ébullition à la concentration est du même ordre que celui qui est calculé d'après la théorie d'Arrhénius, mais que la divergence dépasse toujours l'erreur expérimentale, excepté dans le cas du chlorure de potassium; cette divergence est particulièrement grande dans le cas du chlorure de calcium. Cette dernière substance fournit des points d'ébullition moins bien définis que les autres substances, pour une raison d'ailleurs encore inconnue.

T.-E. STANTON. — Sur le passage de la chaleur entre des surfaces métalliques et des liquides en contact avec elles. — P. 287.

L'auteur a déterminé expérimentalement la vitesse de transmission de la chaleur des parois d'un tube métallique chauffé à l'eau plus froide qui circule dans ce tube.

L'appareil construit dans ce but permettait d'observer la vitesse, les températures initiale et finale, et la pression de l'eau, ainsi que la température de la surface du tube.

(1) *Chim. Soc. Journal*, 1892.

Les résultats des expériences montrent que la chaleur transmise par une petite surface du tube :

1° Est indépendante de la pression de l'eau ;

2° Est proportionnelle à la différence de température entre la surface du tube et l'eau qui s'écoule ;

3° Est *approximativement* proportionnelle à la vitesse de l'eau ;

4° Est proportionnelle à une fonction de la viscosité de l'eau.

En désignant par

H, la chaleur transmise,
V, la vitesse de l'eau,
S, la surface du tube,
T_0, la température de la surface du tube,
t, la température de l'eau,

on a :

$$\frac{dH}{dS} = R(T_0 - t)V^m(1 + \alpha T_0)(1 - \beta t) ;$$

m varie de 0,825 à 0,855, et l'on a :

$$\alpha = 0,004, \qquad \beta = 0,01.$$

Ces résultats concordent avec la théorie du Dr Osborne Reynold sur la convection de la chaleur entre une surface chaude et l'eau qui coule sur cette surface.

H. WILDE. — Sur l'aimantation limite du fer — P. 291.

Dans une communication antérieure [1] l'auteur avait fixé à 26kg,78 par centimètre carré de section la force attractive correspondant a l'aimantation limite du fer. Ayant eu l'occasion de répéter ses expériences avec d'autres échantillons de fer, il fixe actuellement cette limite à 29kg,67 par centimètre carré.

René PAILLOT.

[1] *Proceed. of the Royal Soc.*, t. L ; 1891

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

1er semestre 1897.

C. BARUS. — Preliminary trial of an interferential induction balance (Essai préliminaire d'un inductomètre interférentiel). — P. 107-117.

L'appareil repose sur le principe suivant : Les noyaux de fer doux de deux hélices identiques sont placés à angle droit dans le même plan horizontal et à la même distance du point de convergence (ces hélices sont maintenues à la même température par un courant d'eau). Les extrémités de ces noyaux les plus éloignées du point de convergence sont solidement fixées, tandis que les autres extrémités peuvent se mouvoir librement dans la direction des axes.

Le réfracteur interférentiel de Michelson, formé ici de deux petits miroirs plans placés aux extrémités libres des noyaux de fer doux et d'un épais miroir plan placé au point de convergence des axes et incliné sur leurs directions peut être adapté de façon que les franges fournies par une source monochromatique et observées par la méthode stroboscopique soient visibles toutes les fois que les extrémités libres des noyaux sont au zéro ou toutes les fois qu'elles ont même période, même amplitude et même phase par rapport au point de convergence. Pour toutes les autres phases, les franges disparaissent plus ou moins complètement.

C. BARUS. — Note on the excursions of the diaphragm of a telephone Mose (Sur les excursions du diaphragme d'un téléphone). — P. 219-222.

Pour étudier cette question, l'auteur utilise l'inductomètre interférentiel décrit précédemment; il remplace les deux hélices par deux téléphones Bell, portant chacun au centre de leur diaphragme un miroir d'un diamètre inférieur à 1 centimètre et pesant $0^{gr},05$. Barus trouve que les excursions peuvent être inférieures à 3×10^{-6} centimètres et même à 10^{-6} centimètres.

ALFRED MAYER. — An experimental investigation of the equilibrium of the forces acting in the flottation of disks and rings of metal : leading to measures of surface tension (Etude expérimentale de l'équilibre des forces agissant sur la flottaison des disques et des anneaux métalliques : application à la mesure des tensions superficielles). — P. 253-279.

Des expériences faites par l'auteur sur les disques flottants et de la valeur de A (tension superficielle de l'eau) il résulte que la formule

$$W = P + T,$$

où W désigne le poids du disque, P la pression hydrostatique de bas en haut sur le disque, T la résultante verticale des tensions superficielles du liquide sur le disque, serait l'expression exacte de l'équation des forces agissant sur le disque.

L'auteur montre que, dans le cas du disque, on ne peut déduire une mesure exacte de la tension superficielle, lorsque l'on connaît W et P, tandis qu'on se trouve dans des conditions très favorables pour cette mesure dans le cas d'anneaux flottants. Des expériences faites sur les anneaux il semble résulter que la formule

$$W = 2T + P$$

représente l'équation des forces agissant sur un anneau flottant.

En opérant sur des anneaux, M. Mayer a trouvé pour A la valeur 0,0809, tandis que la moyenne de toutes les déterminations faites par différents expérimentateurs est 0,0772.

En prenant 0,0772 comme tension superficielle de l'eau, l'auteur trouve par expérience 0,0860 comme tension superficielle d'une solution de chlorure de sodium de densité 1,2.

TROWBRIDGE et RICHARDS. — Temperature and resistance of gases during an oscillatory discharge (Température et résistance des gaz pendant une décharge oscillatoire). — P. 327-342.

Les auteurs montrent par expérience qu'une masse de gaz à faible pression, contenue dans un tube capillaire, peut agir comme si elle opposait une résistance de 5 à 6 ohms seulement à l'étincelle d'un grand condensateur. D'après Trowbridge et Richards :

1° La résistance offerte par un gaz soumis à une faible pression

dans une décharge oscillatoire équivaut à une très petite résistance ohmique;

2° Pour des pressions très faibles, cette résistance décroît avec la pression du gaz;

3° Cette résistance est, en général, d'autant plus grande que la quantité d'électricité est plus petite;

4° La forme du tube a une grande influence sur la résistance du gaz;

5° Avec une décharge oscillatoire il est évident que les électrodes produisent beaucoup moins d'effet qu'avec une décharge continue.

JOHN TROWBRIDGE. — Does a vacuum conduct electricity? (Le vide conduit-il l'électricité?) — P. 343.

A la suite de nombreuses expériences, l'auteur conclut que la résistance d'un tube de Crookes aux décharges disruptives semble diminuer quand la raréfaction augmente et que, pour surmonter la résistance apparente d'un gaz très raréfié, on rencontre une résistance principale à la surface des électrodes et, celle-ci étant surmontée, l'éther offre peu de résistance.

A.-G. WEBSTER. — On a means of producing a constant angular velocity (Sur un moyen de produire une vitesse angulaire constante). — P. 379-382.

Un des éléments importants dans la plupart des déterminations physiques est la constance d'une vitesse de rotation. L'auteur décrit un dispositif pour déterminer cette constance par la méthode stroboscopique.

A.-G. WEBSTER. — Rapid break for large currents (Interrupteurs rapides pour de forts courants). — P. 383-386.

On a souvent besoin de rompre un courant d'un certain nombre d'ampères avec une grande rapidité et une grande régularité, particulièrement dans les expériences de Hertz, Tesla, Röntgen.

A cet effet, l'auteur décrit un appareil pouvant servir d'interrupteur dans ces diverses expériences. Les interruptions se font sous l'eau par l'intermédiaire d'un jet continu de mercure et d'un diapason vibrant muni d'un stylet.

HOWARD DAY. — The magnetic increment of rigidity in strong fields (Accroissement de rigidité magnétique dans les champs puissants). — P. 449-457.

Des expériences réalisées par l'auteur sur différents fils de fer ayant pour diamètre des fractions de millimètres, il résulte que l'accroissement de rigidité du fil varie de plus en plus régulièrement avec la torsion, à mesure que le champ devient plus puissant et que, pour des champs très puissants, cet accroissement devient proportionnel à la torsion.

C.-A. KRAUS, A. DUNSTAN, M.-E. RICE. — Preliminary note on the broadening of the sodium lines by intense magnetic fields (Essai préliminaire sur l'élargissement des raies du sodium par les champs magnétiques intenses). — P. 472-474

Zeeman a montré (1) que les raies du sodium paraissent s'élargir sous l'influence d'un champ magnétique intense. Pour obtenir la dispersion nécessaire à l'étude du phénomène, Zeeman employait un réseau de Rowland.

Dans le dispositif indiqué par les auteurs, le réseau est remplacé par l'appareil interférentiel de Michelson ; cet appareil, plus puissant que le réseau lorsqu'il s'agit d'analyser une simple ligne dans le spectre, doit en effet mieux indiquer l'influence magnétique.

Les auteurs observèrent ainsi que les raies du sodium s'élargissent dans le rapport de 1 à 1,7 sous l'influence de champs magnétiques intenses (environ 3000 unités C. G. S.).

ALBERT-A. MICHELSON. — Relative motion of the earth and the ether (Mouvement relatif de la terre et de l'éther). — P. 475-478.

P. QUINET.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 143 ; 1897.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique ;

7e série, t. XIV ; août 1898.

R. Dongier. — *Minéralogie. Variation de la biréfringence du quartz avec la direction de la compression*, p. 448.

7e série, t. XV ; septembre 1898.

A. Leduc. — *Recherches sur les gaz*, p. 5.

Philosophical Magazine ;

5e série, t. LXVI ; juillet 1898.

William S. Day. — *Comparaison des thermomètres de Rowland avec l'étalon de Paris, et réduction à l'échelle du thermomètre à hydrogène de sa valeur de l'équivalent mécanique de la chaleur*, p. 1.

Mc. Clelland. — *Sur la conductibilité des gaz chauds des flammes*, p. 29.

R.-A. Lehfeldt. — *Sur les propriétés des mélanges liquides*, p. 42.

Alfred Stansfield. — *Sur quelques dispositions du pyromètre enregistreur Roberts-Austen, avec des notes sur la pyrométrie thermo-électrique*, p. 59.

Lord Kelvin. — *Électricité de contact des métaux*, p. 82.

John Zeleny. — *Sur le rapport des vitesses de deux ions produits dans les gaz par la radiation de Röntgen, et sur quelques phénomènes relatifs à cette radiation*, p. 120.

J.-J. Thomson. — *Sur les forces mécaniques qui agissent sur un morceau de fer parcouru par un courant*, p. 134.

Johnstone Stoney. — *Les critiques de M. Lewis Wright contre les théories de la vision au microscope*, p. 156.

W. Wood. — *Figures d'équilibre formées par des aimants flottants*, p. 162.

Août 1898.

G. Svedelius. — *Mesures relatives aux variations anomales de longueur et de température du fer et de l'acier durant le recuit*, p. 173.

Smoluchowski de Smolan. — *Sur la conductibilité calorifique des gaz raréfiés*, p. 192.

Edwin Edser et C.-P. Butler. — *Méthode simple pour graduer des spectres prismatiques*, p. 207.

T.-E. Doubt. — *Note sur la mesure de la couleur et sur la détermination de la lumière blanche*, p. 216.

W.-E. Adeney et J. Carson. — *Sur le montage du grand spectromètre de Rowland à l'Université Royale d'Irlande*, p. 223.

J.-D. Everett. — *Illustrations dynamiques de certains phénomènes optiques*, p. 227.

John Trowbridge. — *Action d'une tension électrique considérable sur l'air et les gaz raréfiés*, p. 243.

T.-C. Porter. — *Une méthode pour voir les anneaux de Newton*, p. 243.

Johnstone Stoney. — *Preuve que les rayons de Röntgen sont de la lumière ordinaire*, p. 253.

R.-H. Jude. — *Note sur l'application de la fonction gamma à un problème électrostatique*, p. 254.

Septembre 1898.

H. Nagaoka et K. Honda. — *Sur la magnétostriction (phénomènes magnéto-élastiques)*, p. 261.

J.-H. Vincent. — *Photographie des rides* (3e mémoire), p. 290.

Edwin Barton. — *Affaiblissement des ondes électriques le long d'une ligne où les pertes sont négligeables*, p. 296.

H.-J. Tomlinson et Karl Pearson. — *Note sur les supports continus*, p. 306.

Boynton. — *Étude quantitative sur la bobine d'induction à haute fréquence*, p. 312.

R.-S. Hutton. — *Spectre de lignes composé de l'hydrogène*, p. 338.

Oliver Lodge. — *Note sur l'objection de M. Sutherland au caractère concluant de l'expérience de Michelson-Morley sur l'entraînement de l'éther*, p. 343.

William Sutherland. — *Chaleur latente de vaporisation du zinc et du cadmium*, p. 345.

Wiedemann's Annalen ;

T. LXV, n° 8 ; 1898.

Hagenbach. — *Sur la diffusion des gaz à travers la gélatine imprégnée d'eau*, p. 673.

J.-O. Reed. — *Sur l'influence de la température sur la réfringence et la dispersion de quelques cristaux et verres*, p. 707.

J. Stscheglayew. — *Addition au mémoire « Sur la réfringence de l'hydrophane imprégnée de liquides »*, p. 745.

F. Kurlbaum. — *Sur une méthode de détermination du rayonnement en valeur absolue et sur le rayonnement du corps noir entre 0° et 100°*, p. 746.

H. Ebert. — *Sur l'application de courants alternatifs à haute fréquence à l'étude des décharges électriques dans les gaz*, p. 761.

J. Hanauer. — *Sur la relation entre la capacité d'un condensateur et la fréquence des courants alternatifs employés*, p. 789.

A. Kalahne. — *Sur les spectres de quelques éléments obtenus par l'illumination continue des tubes de Geissler, et la relation entre le rayonnement lumineux et l'intensité du courant et la pression*, p. 815.

G. Klinkert. — *Le mouvement de tiges vibrantes excitées électriquement*, p. 849.

M. Toepler. — *Observation des dépôts de vapeur métallique obtenus par volatilisation d'un fil par décharge électrique*, p. 873.

A. Schuster. — *La déviation magnétique des rayons cathodiques*, p. 877.

O. Leppin. — *Action d'ondes de diverses espèces sur le radioconducteur de Branly*, p. 885.

H. Benndorf. — *Sur l'attitude des isolants qui tournent dans un champ magnétique et sur un travail de Campetti sur la question*, p. 890.

F. Dolezalek. — *Sur la théorie chimique de l'accumulateur au plomb*, p. 894.

I. Klemencic. — *Remarques sur la résistance intérieure des éléments normaux*, p. 917.

O. Wiedeburg. — *Sur la question de la température « absolue »*, p. 921.

R. Abegg. — *Addition à mon mémoire : sur la façon dont se comporte la glace comme diélectrique*, p. 923.

W. Jaeger et K. Kahle. — *Sur les éléments mercure-zinc et mercure-cadmium comme étalons normaux de tension*, p. 926.

J.-H. West. — *Oscillations de la pression minima et de la température dans l'atmosphère*, p. 943.

M. Eschenhagen. — *Valeurs des éléments du magnétisme terrestre à Postdam pour l'année* 1897, p. 951.

ERRATUM

Ce volume, p. 523, ligne 23, au lieu de : *d'affirmer*, lire : *d'infirmer* (note de M. Broca).

CH.-M. BRISSE



Charles-Michel Brisse naquit à Paris le 8 septembre 1843. Après de brillantes études à l'institution Massin et au lycée Charlemagne, il entra dix-neuvième à l'École Polytechnique, au concours de 1863, et en sortit élève-ingénieur des lignes télégraphiques.

Successivement directeur des ateliers de l'imprimerie Gauthier-Villars, professeur au collège Stanislas, au lycée Charlemagne et enfin au lycée Condorcet, où il enseigna pendant vingt-quatre ans, M. Brisse joignit à ses fonctions de professeur de mathématiques spéciales celle de répétiteur à l'École Polytechnique, de professeur suppléant au Conservatoire des Arts et Métiers, de professeur à l'École Centrale, de professeur à l'École des Beaux-Arts. Tant de devoirs professionnels, qu'il remplit avec conscience et avec éclat, ne suffisaient pas encore à épuiser l'activité vraiment surprenante de son esprit. Sa curiosité scientifique l'entraînait bien au delà des matières qui faisaient l'objet de son enseignement. Auteur de mémoires remarquables sur le déplacement des figures et sur la théorie générale des surfaces, traducteur de plusieurs ouvrages anglais ou allemands relatifs aux branches les plus élevées des mathématiques, il trouvait encore le temps de publier de nombreux ouvrages classiques et jusqu'à une théorie des Arbitrages de banque insérée au *Journal des Actuaires français*.

De très bonne heure il s'intéressa à toutes les branches de la physique, dont il suivit les progrès avec le plus vif intérêt. Il a publié deux éditions d'un *Cours de Physique* à l'usage de la classe de mathématiques spéciales, en collaboration, la première, avec M. Ch. André, directeur de l'Observatoire de Lyon, la seconde avec M. Rivière, professeur au lycée Saint-Louis.

En 1872, lors de la fondation du *Journal de Physique*, M. Brisse, alors directeur des ateliers de Gauthier-Villars, s'associa avec d'Almeida, et, lui laissant la direction scientifique exclusive du recueil, il se contenta des fonctions d'administrateur qu'il a remplies pendant vingt-cinq ans avec une modestie et un dévouement au-dessus de tout éloge. Il n'a résigné ses fonctions que vaincu par la maladie qui l'avait déjà obligé à prendre sa retraite comme professeur et à laquelle il a succombé, le 13 octobre dernier, dans sa cinquante-cinquième année.



POUVOIR ROTATOIRE DU QUARTZ DANS L'INFRA-ROUGE;

Par M. R. DONGIER.

I. *Introduction.* — J'ai entrepris la mesure de la dispersion rotatoire du quartz dans l'infra-rouge, à cause des contradictions existant entre les résultats les plus récents (*fig.* 1). A partir de

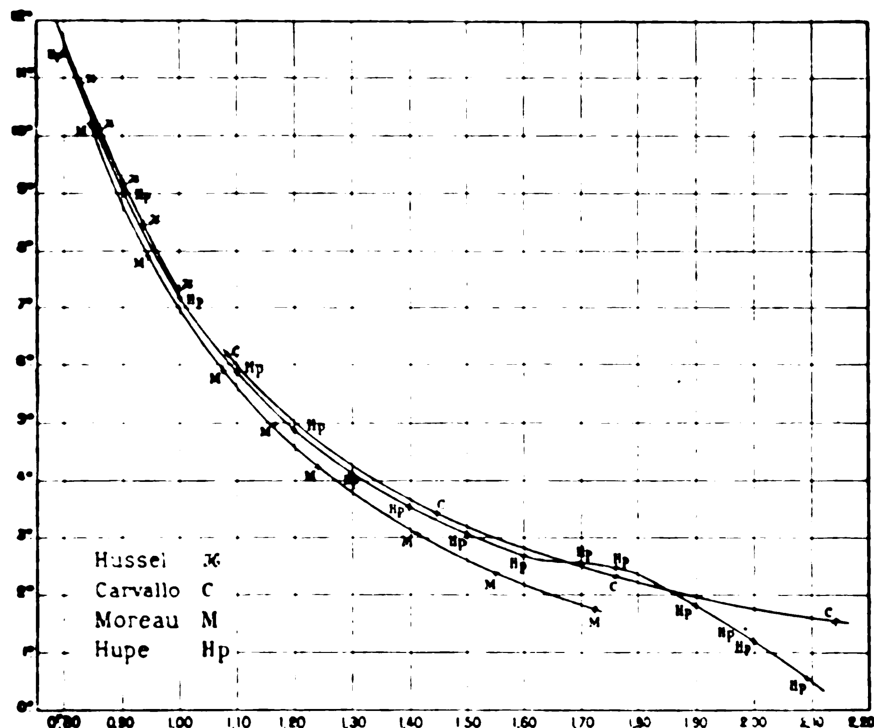


Fig. 1.

$0^\mu,85$, les nombres de M. Moreau (M)[1] sont plus faibles que ceux de M. Carvallo (C)[2], de M. Hupe (Hp)[3], et la différence augmente avec la longueur d'onde. Jusqu'à $1^\mu,87$, les nombres de MM. Car-

(1) Moreau, *Annales de Ch. et de Phys.*, 6e série, t. XXX, p. 433, 1893.

(2) Carvallo, *Ann. de Ch. et Phys.*, 6e série, t. XXVI, p. 113; 1892; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 438; 1893; et t. III, p. 93; 1894.

(3) Hupe, Die Rotationsdispersion ultrarother Strahlen im Quartz (*Progr. der Realschule zu Charlottenburg*, Ostern, 1894).

vallo et Hupe concordent sensiblement; pour de plus grandes longueurs d'onde, les valeurs de M. Hupe sont plus petites que celles de M. Carvallo. Les courbes de M. Moreau et de M. Hupe, extrapolées de manière à conserver la même allure générale, conduiraient à considérer le pouvoir rotatoire comme extrêmement faible, sinon nul, pour les longueurs d'onde supérieures à $2^{\mu},30$.

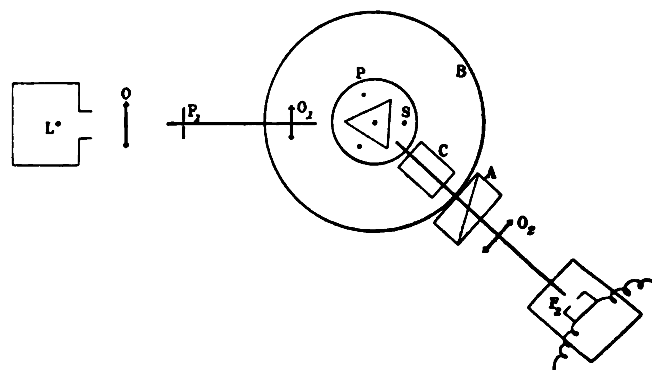


Fig. 2.

LÉGENDE

L, lampe à arc avec régulateur Foucault disposée sur un support permettant deux mouvements de translation, l'un vertical, l'autre transversal. — O, lentille éclairante. — F_1, fente du collimateur. — O_1, lentille achromatique du collimateur. — S, prisme de spath, sert à la fois de polariseur et d'appareil de dispersion. — P, plate-forme du goniomètre. — B, cercle goniométrique. — C, canon de quartz. — A, analyseur biréfringent. — O_2, lentille achromatique de la lunette. — F_2, fente et pile thermoélectrique.

II. *Principe de la méthode et disposition expérimentale* (*fig.* 2). — Le charbon positif L d'un arc électrique fournit les radiations calorifiques : les rayons issus des différents points de son image, formée sur la fente F_1 par la lentille O, donnent, en émergeant du collimateur réglé pour l'infini, des faisceaux parallèles tombant sur le prisme de spath S, dont l'arête est parallèle à l'axe et qui sert à la fois de polariseur et d'appareil de dispersion. A la sortie du prisme S, les rayons rencontrent successivement le quartz épais C normal à l'axe, l'analyseur biréfringent A, la lentille objective O_2 et la pile thermoélectrique différentielle F_2, qui sont tous supportés par le même bras mobile du goniomètre. Le système interférentiel SCA et le système dispersif SO_2 produisent dans le plan de cette fente deux spectres purs juxtaposés

et à cannelures alternées. Ces spectres agissent séparément sur les deux moitiés de la pile thermoélectrique différentielle. Si la fente est dirigée de manière à donner accès à la même radiation λ dans l'un et dans l'autre spectre, la déviation galvanométrique obtenue est proportionnelle à la différence des intensités. Ces intensités sont représentées par $i\cos^2\alpha$ et $i\sin^2\alpha$ (i désigne l'intensité de la radiation avant la traversée de l'analyseur; α représente l'angle que forme, dans le sens du pouvoir rotatoire, la vibration émergeant du quartz avec la direction principale de l'analyseur). La différence $i(\cos^2\alpha - \sin^2\alpha) = i\cos 2\alpha$ est proportionnelle à la déviation galvanométrique y; elle varie avec l'angle α, c'est-à-dire avec la longueur d'onde de la radiation qui atteint la pile thermoélectrique. La variation de y est d'allure sinusoïdale; elle subit une période complète lorsque 2α varie de 2π. Dans cet intervalle on peut signaler deux groupes de valeurs importantes : l'un pour $\cos 2\alpha = \pm 1$, lorsque $2\alpha = p\pi$ et $2\alpha = p\pi + \pi$; l'autre pour $\cos 2\alpha = 0$, lorsque $2\alpha = p\pi + \frac{\pi}{2}$ et $2\alpha = p\pi + 3\frac{\pi}{2}$. Les radiations pour lesquelles ces relations sont satisfaites peuvent être adoptées comme repères, si on les caractérise par leurs indices dans le spath. M. Hupe (¹) a fait l'application des repères pour lesquels $\cos 2\alpha = \pm 1$, c'est-à-dire pour lesquels y passe par un maximum en valeur absolue; le nicol analyseur employé par lui ne laissait passer que le faisceau extraordinaire.

En m'inspirant des recherches de M. Carvallo (²) sur la dispersion de la fluorine, j'ai choisi les repères pour lesquels $\cos 2\alpha$ est nul; ce sont les radiations $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_n$, qui correspondent à des déviations nulles du galvanomètre et qui subissent des rotations égales à :

$$\frac{\pi}{4}, \quad \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}, \quad \ldots, \quad \frac{\pi}{4} + (p-1)\frac{\pi}{2}, \quad \ldots,$$

lorsque le polariseur et l'analyseur sont parallèles ou croisés.

Pour ces repères, les meilleures conditions de sensibilité sont satisfaites; en effet, la dérivée de $\cos 2\alpha$, représentée par

$$-2\sin 2\alpha \frac{d\alpha}{d\lambda},$$

(¹) Hupe, *loc. cit.*

(²) Carvallo, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 7ᵉ série, t. IV, p. 5; 1895.

est proportionnelle à la dérivée $\frac{dy}{d\lambda}$ de la déviation galvanométrique, et le coefficient sin 2α prend alors sa plus grande valeur absolue égale à l'unité. Le procédé expérimental, qui mesure la déviation galvanométrique avec une précision toujours la même et égale à Δy, permet d'aborder la mesure de λ avec une approximation d'autant meilleure que $\Delta\lambda$ est plus faible, c'est-à-dire que $\frac{\Delta y}{\Delta\lambda}$, ou à la limite $\frac{dy}{d\lambda}$, est plus grand.

Cette méthode présente, sur la méthode de Desains (1), dont MM. Carvallo (2) et Moreau (3) ont fait usage, l'avantage que l'erreur expérimentale porte seulement sur la mesure de la longueur d'onde; les valeurs de la rotation du plan de polarisation sont, en effet, *rigoureusement* déterminées. Dans la méthode de Desains, l'erreur expérimentale porte à la fois sur la rotation du plan de polarisation et sur la mesure de la longueur d'onde.

III. *Conditions à satisfaire. — Contrôle des expériences.* — Les réglages systématiques que l'on effectue ont pour but de remplir les conditions suivantes que je ne ferai qu'énoncer (4) :

1° Le quartz et l'analyseur doivent être traversés normalement à leurs faces par le faisceau monochromatique qui a accès dans la fente de la pile thermoélectrique;

2° On doit réaliser le parallélisme de la fente collimatrice, de l'arête du prisme et de la section principale de l'analyseur avec l'axe de rotation de la plate-forme. S'il en est ainsi, l'arête du prisme, qui sert d'origine à la vibration incidente, est très exactement repérée par rapport à la section principale de l'analyseur; de plus, comme alors les deux images de la fente collimatrice données en lumière monochromatique par l'analyseur biréfringent se prolongent exactement, la fente de la pile thermoélectrique peut être réglée, en largeur et en direction, de manière à permettre l'accès sur la pile de la totalité des rayons de chacune de ces images;

(1) Desains, *C. R. de l'Ac. des Sciences*, t. LXXXIV, p. 1059. Il est juste de rappeler que Desains a fait les premières expériences sur le pouvoir rotatoire dans l'infra-rouge.

(2) Carvallo, *loc. cit.*

(3) Moreau, *loc. cit.*

(4) L'exposé de ces précautions est développé dans le mémoire complet (*Ann. de Ch. et Phys.*, 7e série, t. XIII, p. 331; 1898).

3° Les déviations galvanométriques sont observées pour des positions du bras mobile du goniomètre, séparées les unes des autres d'angles variant entre $\frac{3}{2}$ minutes et 3 minutes. Les radiations qui pénètrent dans la fente de la pile thermoélectrique doivent traverser le prisme de spath dans la direction du minimum de déviation ; le prisme ayant pour section droite un triangle équilatéral, on arrive à ce résultat en formant, dans le voisinage immédiat de la fente thermoélectrique, l'image de la fente collimatrice produite par les rayons réfléchis sur la base du prisme ;

4° Les mesures doivent être effectuées dans des régions du spectre où le dichroïsme de l'analyseur biréfringent n'intervient pas (1) ; les deux spectres doivent subir, en effet, des absorptions identiques de la part des différentes parties du système optique. Il en est ainsi lorsque les courbes qui joignent les points maxima et les points minima de la courbe des indications galvanométriques en fonction des déviations goniométriques sont exactement symétriques l'une de l'autre par rapport à l'axe des x ;

5° On évite les différences d'absorption et on atténue les imperfections optiques des surfaces, en maintenant dans une position fixe le charbon positif de l'arc électrique ; le faisceau traverse ainsi, pendant la durée d'une série de déterminations s'appliquant à tout le spectre, les mêmes portions des surfaces du système optique. De plus, la température du charbon positif étant indépendante de l'intensité du courant (2), on peut être assuré de la constance de l'intensité calorifique, quelle que soit la durée des mesures.

IV. *Discussion de la méthode.* — Les résultats expérimentaux devraient être acceptés sans modification, si les conditions qui viennent d'être énoncées étaient rigoureusement satisfaites ; mais il ne peut en être ainsi. Remarquons, par exemple, que, si le faisceau des rayons issus du point central de la fente est normal aux faces du quartz et de l'analyseur, il n'en est pas de même de tout autre faisceau issu d'un autre point de la fente. La discussion des mesures comporte donc la recherche de l'influence de la hauteur et de la largeur de la fente, de même que l'effet des imperfections optiques

(1) MERRITT, On the absorption of certain crystals in the infra-red as dependent on the direction of the plane of polarisation (*Physical Review*, vol. II, p. 424 ; 1895).

(2) VIOLLE, *C. R.*, t. CXV, p. 1273.

des surfaces. Cette discussion a été développée dans le mémoire complet déjà cité[1]. Il suffit de rappeler que, parmi les causes d'erreur, une seule, celle provenant de la réfraction inclinée à travers le prisme de spath des faisceaux issus des différents points de la fente, en dehors du point central, introduit des écarts (3 unités de la cinquième décimale de l'indice) de l'ordre de grandeur de la précision (5 unités de la cinquième décimale) qui est fixée par la lecture du cercle goniométrique.

V. *Résultats des expériences et conclusions.* — Les mesures ont été effectuées avec deux quartz droits épais, très purs, tirés d'un même échantillon et taillés normalement à l'axe par M. Jobin. L'un d'eux ayant $60^{mm},755$ d'épaisseur à $15°$ a été observé dans le spectre ordinaire du spath jusqu'à l'indice $n_0 = 1{,}63009$ ($\lambda = 1^{\mu},744$). L'autre, ayant $27^{mm},049$ d'épaisseur à $20°$, a été observé dans le spectre ordinaire du spath pour une seule radiation d'indice $n_e = 1{,}47446$ ($\lambda = 2^{\mu},20$). J'ai passé des indices aux longueurs d'onde, en utilisant les mesures récentes de M. Carvallo sur la dispersion du spath[2].

La première partie du tableau suivant contient mes résultats, ainsi que les valeurs du pouvoir rotatoire calculées à l'aide de la formule de M. Carvallo: $\rho = \dfrac{11{,}976n^2 - 21{,}027}{\lambda^2}$ (n est l'indice ordinaire du quartz déduit des récentes mesures de cet auteur[2]; λ est exprimé en microns).

La seconde partie de ce tableau contient les résultats de M. Carvallo[3], modifiés en rapportant les longueurs d'onde aux plus récentes mesures de la dispersion du spath.

n_0 du spath	Valeurs de λ anciennement adoptées	Valeurs nouvelles de λ	n_0 du quartz	ρ calculé	ρ observé (Dongier)	Obs.-calc.
1,64997	....	$0^{\mu},761$	1,53915	12°,681	12°,59	0,090
1,64836	....	0 ,810	1,53815	11 ,116	11 ,11	0,006
1,64672	....	0 ,868	1,53711	9 ,648	9 ,63	0,018
1,64494	....	0 ,940	1,53595	8 ,178	8 ,14	0,038
1,64292	....	1 ,035	1,53451	6 ,696	6 ,66	0,036
1,64031	....	1 ,170	1,53268	5 ,191	5 ,18	0,011
1,63682	....	1 ,369	1,53011	3 ,740	3 ,70	0,040
1,63009	....	1 ,744	1,52478	2 ,241	2 ,22	0,021
n_e du spath						
1,47446	....	2 ,20	1,51757	1 ,35	1 ,66	0,31

(1) *Annales de Ch. et de Phys.*, 7e série, t. XIII, p. 331.
(2) *C. R.*, t. CXXVI, p. 728 et 950 (mars 1898).
(3) *Loc. cit.*

n_o du spath	Valeurs de λ anciennement adoptées	Valeurs nouvelles de λ	n_o du quartz	ρ calculé	ρ observé (Carvallo)	Obs.-calc.
1,64245	1^μ,08	1^μ,057	1,53428	6 ,410	6 ,18	0,23
1,63620	1 ,45	1 ,405	1,52932	3 ,529	3 ,43	0,099
1,63083	1 ,77	1 ,704	1,52534	2 ,364	2 ,28	0,084
1,62415	2 ,14	2 ,030	1,52087	1 ,619	1 ,60	0,019

Mes résultats expérimentaux dans le spectre ordinaire du spath vérifient la formule de M. Carvallo d'une façon remarquable, beaucoup mieux que les résultats expérimentaux de M. Carvallo luimême. Cette concordance, très approchée entre la théorie et l'observation, peut être considérée comme un contrôle, *a posteriori*, de l'exactitude de ces nombres.

La détermination relative à 2^μ,20 ne concorde avec la formule que si l'on admet l'existence d'une erreur égale à 0°,31. Cet écart est supérieur aux erreurs prévues ; il justifie de nouvelles expériences de contrôle, et peut-être devrait-il être expliqué par l'introduction de termes supplémentaires dans les équations différentielles qui ont servi de point de départ aux recherches de M. Carvallo. Toutefois si, d'une part, ce nombre mérite d'être discuté, il présente, d'autre part, de l'intérêt au point de vue qualitatif, puisque les observations de M. Moreau et de M. Hupe semblaient ne pas en permettre l'existence.

MÉTHODE DE CONTROLE DE L'ORIENTATION DES FACES POLIES D'UN QUARTZ ÉPAIS NORMAL A L'AXE ;

Par M. R. DONGIER.

I. — Les constructeurs utilisent le phénomène des spirales d'Airy pour orienter normalement à l'axe les faces parallèles d'un quartz épais. Un Norremberg, éclairé par de la lumière jaune, convient pour cet usage. Le polariseur et l'analyseur étant à l'extinction, on dispose le quartz épais au-dessous de la lentille qui fait converger le faisceau vers le miroir réfléchissant ; la lumière arrive donc à l'analyseur après avoir traversé le cristal dans deux sens opposés et elle pénètre dans l'œil après avoir traversé un diaphragme de très petite ouverture (cercle de 1/2 millimètre de diamètre environ). Avant tout et comme première approximation, on cherche à réaliser la netteté des franges noires qui se déroulent en spirales. On précise

ensuite l'orientation des faces du cristal en faisant croiser les spirales deux à deux en des points situés sur des directions parallèles aux sections principales du polariseur et de l'analyseur. Ces croisements ont lieu sous de très petits angles et un œil peu exercé les confondrait avec des points de tangence ; cette opinion paraît d'autant mieux justifiée qu'une petite inclinaison du cristal par rapport au faisceau lumineux central amoindrit la netteté des bandes, en raccordant entre elles, d'une part, les directions intérieures de part et d'autre du point anguleux, et, d'autre part, les directions extérieures, tout en supprimant l'apparence du contact.

Ainsi que j'ai pu le vérifier avec les quartz taillés chez M. Jobin, cette pratique conduit à d'excellents résultats. Toutefois, comme une longue habitude est nécessaire pour acquérir la certitude d'une exacte orientation, je crois utile de décrire une méthode qui puisse donner une précision illimitée, en principe, au contrôle de l'orientation des faces du cristal taillé.

II. — Le dispositif expérimental exige seulement l'emploi des accessoires destinés à produire un spectre cannelé, auxquels on doit joindre une plate-forme graduée, destinée à supporter le quartz (1). Un faisceau parallèle de lumière blanche traverse, normalement à ses faces, le quartz épais placé entre un polariseur et un analyseur *croisés;* il donne ainsi un spectre cannelé avec minima d'intensité théoriquement nuls. Si on incline le cristal par rapport à la lumière incidente, ces minima d'intensité restent toujours nuls, tandis que les cannelures se resserrent en se déplaçant vers le rouge. Un quartz bien taillé doit correspondre, pour une même inclinaison de part et d'autre de la normale, au passage du même nombre de franges sur la croisée des fils du réticule de la lunette du spectroscope.

Si les sections principales du polariseur et de l'analyseur sont parallèles, les cannelures perdent de leur netteté lorsqu'on augmente l'inclinaison dans une direction qui n'est pas à 45° de cette direction principale ; elles tendent à disparaître à partir d'une certaine inclinaison. Bien que ce cas diffère notablement du précédent, M. Beaulard, auquel j'emprunte le principe de la méthode (2), n'en

(1) J'ai fait usage, en particulier, du goniomètre décrit au *Journal de Physique*. Voir ce vol., p. 637. La plate-forme supportant le quartz est munie d'un limbe gradué.

(2) *Annales de la Faculté des Sciences de Marseille*, et Thèse, p. 38, M. Beaulard indique en quelques mots ce dispositif.

signale pas les inconvénients. De plus, les indications de cet auteur sont très brèves ; elles ne démontrent ni ne précisent les particularités de l'expérience. Il y a donc lieu de les compléter.

III. — Dans une direction inclinée par rapport à l'axe du quartz, où interviennent la biréfringence et le pouvoir rotatoire, il se propage, sans déformation, deux vibrations elliptiques privilégiées, de giration inverse, ayant leurs grands axes respectivement perpendiculaire et parallèle à la direction principale de la biréfringence [1]. La valeur k, positive et inférieure à l'unité, du rapport des axes, qui est la même pour chacune des ellipses, dépend de la différence de marche φ des vibrations principales, qui existeraient si la double réfraction intervenait seule, ainsi que de la rotation totale ω du plan de polarisation. Elle est donnée par la relation :

$$k^2 + \frac{2\pi}{\omega}\cdot\frac{\varphi}{\lambda}\,k - 1 = 0.$$

La différence de marche δ des deux vibrations elliptiques est donnée par :

$$\pi\frac{\delta}{\lambda} = \omega\sqrt{1 + \left(\frac{\pi\varphi}{\omega\lambda}\right)^2}.$$

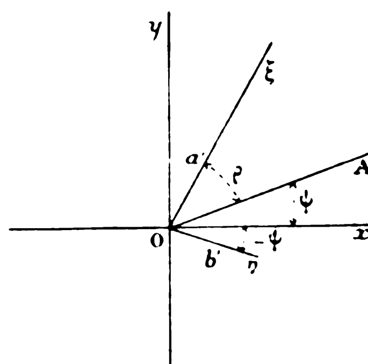


Fig. 1.

A toute vibration rectiligne incidente OA faisant l'angle ψ avec la direction principale Ox de la biréfringence, correspond à l'émer-

[1] Airy, *Cambr. Trans.*, t. IV ; 1831.
[2] Gouy, *J. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 149 ; 1885.

gence une vibration elliptique qu'on peut définir au moyen de k et de δ. Cette ellipse peut être rapportée à deux diamètres conjugués : l'un b' a une direction $O\eta$ symétrique de la vibration incidente par rapport à Ox et a pour expression :

$$b' = -\frac{1-k^2}{1+k^2}\sin\pi\frac{\delta}{\lambda};$$

l'autre a' fait avec la direction de la vibration incidente et dans le sens du pouvoir rotatoire l'angle ρ défini par :

$$\text{tang}\,\rho = \frac{2k}{1+k^2}\sin\pi\frac{\delta}{\lambda}.$$

Il a pour expression :

$$a' = \frac{\cos\pi\frac{\delta}{\lambda}}{\cos\rho} = \frac{2k}{1+k^2}\cdot\frac{\sin\pi\frac{\delta}{\lambda}}{\sin\rho}\ (^1).$$

Pour qu'une vibration rectiligne incidente donne naissance, à l'émergence, à une vibration qui soit rectiligne, *quelle que soit la direction de la biréfringence*, c'est-à-dire quel que soit l'angle ψ, il faut que l'un des deux vecteurs a' ou b' soit nul. Le vecteur a' ne s'annule jamais ; le vecteur b' s'annule lorsque $\pi\frac{\delta}{\lambda} = p\pi$: mais alors $\rho = p\pi$, $a' = 1$, et la vibration émergente se trouve dans la direction de la vibration incidente. Ces formules et ces remarques permettent d'expliquer les différentes particularités signalées plus haut.

1° *Le polariseur et l'analyseur sont croisés.* — L'analyseur arrête toutes les radiations pour lesquelles la vibration émergeant du quartz est parallèle à celle qui sort du polariseur. Ces radiations sont caractérisées par la relation :

$$(2) \qquad \pi\frac{\delta}{\lambda} = \omega\sqrt{1+\left(\frac{\pi\delta}{\omega\lambda}\right)^2} = p\pi.$$

Ce résultat étant indépendant de la direction de la biréfringence,

(1) Ce mode de représentation de la vibration émergeant du quartz est indiqué dans le *Traité d'Optique* de M. Mascart (t. I, p. 237). Il conduit très aisément à toutes les conclusions déjà formulées sur la superposition du p. r. et de la biréfringence, ainsi qu'on peut le voir dans l'appendice paru aux *Ann. de Ph. et Ch.*, 7e série, t. XIV, p. 510 ; 1898.

tout se passe comme si, le pouvoir rotatoire intervenant seul sans biréfringence, la rotation du plan de polarisation était multipliée par le coefficient $\sqrt{1 + \left(\frac{\pi\varphi}{\omega\lambda}\right)^2}$. La relation (2), qui définit la cannelure de rang p, s'applique à des longueurs d'onde croissant avec la biréfringence ; une augmentation de la biréfringence déplace ainsi les cannelures vers le rouge. Si l'axe du quartz est exactement perpendiculaire aux faces d'entrée et de sortie de la lumière, une même inclinaison, dans une orientation quelconque, introduit les mêmes variations de la biréfringence et correspond, par suite, au passage du même nombre de franges sur le fil du réticule.

2° *Les sections principales du polariseur et de l'analyseur font un angle différent de* $\frac{\pi}{2}$. — Le nicol analyseur n'arrête que les vibrations rectilignes normales à sa section principale ; il n'arrête donc pas les radiations qui satisfont à la condition (2) : $\frac{\pi\delta}{\lambda} = p\pi$. Il existe toutefois un groupe de radiations à vibrations rectilignes et parallèles, qu'il est possible d'arrêter avec l'analyseur. Ce sont les radiations pour lesquelles les diamètres conjugués a' et b' sont dans le prolongement l'un de l'autre ; elles satisfont à la condition : $\rho + 2\psi = p\pi$. Si l'analyseur fait avec le polariseur l'angle $\left(2\psi + \frac{\pi}{2}\right)$ compté dans un sens convenable, le spectre est sillonné dans toute son étendue de cannelures à minima nuls. Si l'on fait varier la biréfringence sans changer l'angle ψ, ces cannelures se déplacent vers le rouge.

Ce cas diffère du précédent en ce que la position de l'analyseur, qui donne des franges à minima nuls, dépend à la fois de la direction du polariseur et de la direction de la biréfringence du quartz. En outre, les cannelures se déplacent si on fait varier la direction du polariseur sans changer la biréfringence ; l'angle ψ intervient, en effet, dans la relation $\rho + 2\psi = p\pi$, qui sert à déterminer la longueur d'onde de la cannelure d'ordre p.

En particulier, lorsque le polariseur et l'analyseur sont parallèles, on n'obtient des cannelures nettes et à minima nuls que si $2\psi + \frac{\pi}{2} = \pi$ ou $\psi = \frac{\pi}{4}$, c'est-à-dire que si la direction de la biréfringence est

à 45° de la direction principale du polariseur. En résumé, si le polariseur et la double réfraction du quartz conservent une orientation fixe, le nicol analyseur, en tournant d'un angle égal à 180°, passe par deux positions où les franges sont nettes dans toute l'étendue du spectre ; les angles que fait la section principale de l'analyseur avec celle du polariseur sont alors $\frac{\pi}{2}$ et $2\psi + \frac{\pi}{2}$. Cette dernière position $\left(2\psi + \frac{\pi}{2}\right)$, obtenue expérimentalement, permet de déterminer l'angle ψ, c'est-à-dire l'orientation de la biréfringence par rapport à la section principale du polariseur [1].

SUR L'ISOLEMENT DES APPAREILS CONTRE LES TRÉPIDATIONS DU SOL ;

Par M. André BROCA.

Tous ceux qui ont essayé d'isoler un galvanomètre contre les trépidations du sol ont observé que l'emploi de cales en caoutchouc était absolument nuisible. J'ai observé pour ma part, avec un équipage de Thomson ordinaire à aiguilles horizontales qu'une trépidation déterminée, qui donnait une perturbation de 1 millimètre à 2 millimètres en temps ordinaire, donnait, l'appareil étant isolé sur caoutchouc, 1 centimètre ou 2 centimètres, c'est-à-dire environ dix fois plus que dans le cas ordinaire.

Ceci semble, au premier abord, contraire à l'observation quotidienne. On sait, en effet, que l'isolement sur caoutchouc des massifs qui portent des machines empêche leurs trépidations de se transmettre. Cette propriété est très fréquemment appliquée pour la petite industrie dans les villes. Il semble donc bien que le caoutchouc transmet mal les vibrations qui l'ébranlent, et qu'il devrait, par conséquent, produire un bon effet sur les appareils qu'il supporte.

J'ai alors cherché à étudier systématiquement le phénomène. En plaçant un bain de mercure convenable au point à étudier, j'ai vu que, lorsque le bain était placé directement sur la console fixée au

[1] A la fin de mon mémoire publié dans les *Ann. de Ph. et Ch.*, 7e série, t. XIV, p. 526, j'ai dit, par inadvertance, une inexactitude. Je la cite en soulignant : « Il ne se produit de la lumière rectiligne que lorsque a' et b' sont dans une même direction ; *mais cette direction varie d'une longueur d'onde à l'autre.* »

mur, l'amplitude des oscillations était plus grande que quand il était isolé, mais que dans ce cas la longueur de l'onde mesurée sur le même bain était plus longue que sur la console non isolée sur caoutchouc.

J'ai employé pour ces expériences de lourds massifs et d'excellentes cales en caoutchouc, gracieusement mises à ma disposition par M. Anthoni, qui les fait pour isoler les moteurs. J'ai même pu, grâce à son concours, opérer sur les presses du *Journal des Débats*, isolées par ses cales, et qui, avec leur massif, pèsent plusieurs tonnes. Dans ce cas, les oscillations transmises étaient très affaiblies, mais de très grande longueur d'onde.

Ceci suffit à expliquer les mauvais effets produits par les caoutchoucs pour les appareils présentant un équipage mobile. Celui-ci forme, en effet, un pendule ayant une période d'une fraction appréciable de seconde. Ce sont les oscillations pendulaires prises par l'équipage, quand son point de suspension est soumis à des trépidations, qui causent les perturbations nuisibles. Elles sont produites par la synchronisation des oscillations propres de l'équipage et des oscillations excitatrices. L'amplitude des oscillations résultantes est donc possible à prévoir, d'après la théorie connue de la synchronisation des oscillants. La synchronisation se produira d'autant mieux que la période propre du système oscillant et celle du mouvement excitateur seront plus voisines. On comprend donc la possibilité, pour les vibrations transformées, comme nous l'avons vu, par le caoutchouc, d'avoir un effet plus nuisible sur un équipage suspendu que les vibrations directes.

Il faut donc, dans ce cas, avoir recours au dispositif de M. Julius ou de M. Hamy, où les oscillations très allongées et transmises à un corps oscillant très pesant sont amorties par des ailettes dans l'huile.

Mais, si la théorie précédente est exacte, les effets des cales simples de caoutchouc doivent être excellents quand les appareils ne contiennent que des pièces rigides, c'est-à-dire susceptibles de vibrer avec des périodes propres très courtes. C'est ce que j'ai vérifié. On sait combien les trépidations du sol sont gênantes pour les pointés effectués avec des instruments d'optique à grande distance focale. Avec une lunette posée sur une table ordinaire, celle-ci portant sur un parquet, il arrive fréquemment, dans Paris, qu'on passe plusieurs heures sans pouvoir faire un pointé. Ce qui est vrai

pour les lunettes est vrai *a fortiori* pour les observations avec les réseaux concaves de Rowland. On peut en effet les considérer, au point de vue optique, comme des objectifs de 3 mètres de distance focale. Ayant monté un de ces réseaux sur une table pesante, dans un moment où des démolitions voisines produisaient des trépidations constantes et considérables, toute observation était impossible. J'ai alors placé sous les pieds de la table quatre cales en caoutchouc, et les observations sont devenues très aisées, les pointés se faisant, à l'oculaire micrométrique, avec toute la précision désirable.

En somme, il résulte de tout ceci que les cales en caoutchouc doivent être proscrites pour les supports d'appareils oscillants; mais que, pour les observations optiques, elles peuvent être fort utiles. Dans les laboratoires soumis aux trépidations il est très utile de placer le banc d'optique sur une lourde table ainsi isolée. Les amortisseurs ne sont pas indispensables.

SUR UN VOLTMÈTRE ÉLECTROSTATIQUE INTERFÉRENTIEL POUR ÉTALONNAGE;

Par MM. A. PEROT et Ch. FABRY.

Dans un précédent mémoire (¹) nous avons décrit un électromètre absolu interférentiel pour petites différences de potentiel, basé sur l'attraction exercée entre deux plateaux parallèles placés à une très faible distance. Cet appareil ne se prête pas à la mesure directe d'une différence de potentiel *donnée*, car il faut établir entre les deux plateaux une différence de potentiel telle que l'attraction électrique fasse équilibre au poids d'une surcharge, et comparer ensuite le potentiel ainsi obtenu avec celui que l'on veut mesurer.

Sur un principe analogue, nous avons construit un appareil dans lequel on peut, au contraire, mesurer la force attractive produite par une différence de potentiel donnée et, par suite, mesurer directement cette différence de potentiel. Étant transportable et portant avec lui tous ses organes de réglage et de vérification, il permet l'étalonnage sur place des voltmètres d'un tableau. Aucune erreur systématique n'est à craindre dans son emploi, car la constante de l'instrument est indépendante de tout frottement et ne dépend que

---

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, mars 1898; *Journal de Physique*, ce vol., p. 317.

de dimensions géométriques parfaitement invariables et de l'élasticité d'un ressort, que l'on peut à chaque instant mesurer, en la comparant au poids d'une surcharge. L'appareil que nous avons construit donne de bonnes mesures entre 20 et 70 volts; on a facilement le dixième de volt. Il serait très facile de le construire pour des voltages plus élevés.

La méthode consiste à mesurer l'attraction électrique exercée entre deux plateaux très rapprochés A et B, l'un fixe, l'autre porté par un système de ressorts. Si entre ces plateaux on établit une différence de potentiel, les ressorts qui portent la lame mobile fléchissent légèrement. On exerce sur cette lame, au moyen d'un ressort sensible, une force antagoniste suffisante pour la ramener à sa position primitive. Cette force, proportionnelle à l'allongement du ressort, est égale à l'attraction électrique, dont la connaissance permet de calculer la différence de potentiel établie entre les plateaux.

La *fig.* 1 donne le schéma de l'appareil. B est un plateau en verre mince (2 millimètres d'épaisseur), porté par un système de

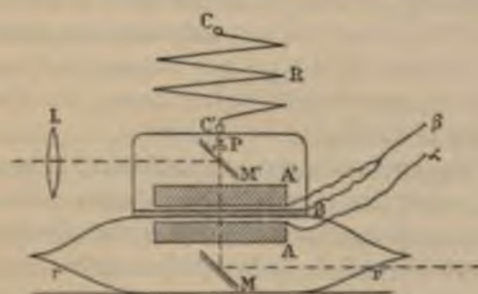


Fig. 1.

trois forts ressorts, *rr*, fléchissant d'environ 2 millimètres pour une force de 1 kilogramme. Cette lame est comprise entre deux autres lames AA' fixes et invariablement liées ensemble au moyen de trois cales de verre dont l'épaisseur est légèrement supérieure à celle de la lame B. Ces cales ne gênent en rien les mouvements de B, grâce à la forme des lames de verre. A et A' (*fig.* 2) sont des triangles équilatéraux égaux, superposés; les cales qui les séparent sont placées aux angles. B est un triangle égal aux précédents et tourné de 60° par rapport à ceux-ci.

Les deux faces de B sont argentées, ainsi que les faces adjacentes de A et A′. On a ainsi deux lames minces à faces argentées, l'une entre A et B, l'autre entre B et A′. Les cales ayant été faites de même verre que la lame B, les dilatations n'altèrent pas d'une façon appréciable la somme des épaisseurs des deux lames d'air.

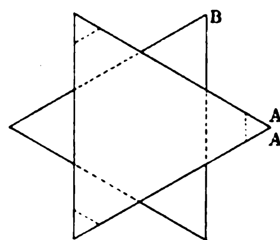


Fig. 2.

Tout le système peut être traversé par un faisceau de lumière blanche qui, primitivement horizontal, est reçu à 45° sur le miroir M, traverse normalement les quatre argentures, est enfin reçu par l'observateur, grâce à un second miroir à 45° M′, à travers une loupe L, qui lui permet de voir nettement les objets contenus dans le plan de la lame B. Il n'est pas nécessaire d'employer une lumière très intense, pourvu que les argentures soient minces ; une petite lampe à pétrole suffit.

Si les épaisseurs des deux lames minces AB et BA′ sont peu différentes, on voit apparaître le système de *franges de superposition* dont nous avons antérieurement donné la théorie (*loc. cit.*). La forme des franges dépend de la forme des surfaces argentées ; la frange centrale dessine le lieu des points d'égale épaisseur des deux couches d'air. Dans notre appareil, les faces de A et de B sont planes, et la surface A′ est très légèrement convexe, ce qui donne aux franges la forme de cercles concentriques. Supposons que l'on donne à B une position telle que les anneaux aient un *centre blanc*, coïncidant avec un repère marqué au centre des lames. On est sûr alors que les surfaces A et B sont parallèles, et que les épaisseurs au centre des deux lames minces sont égales. Tout déplacement vertical de B se traduit par un changement d'aspect des anneaux, qui s'élargissent si cette lame s'élève, et se rétrécissent si elle s'abaisse. Il suffit d'un déplacement égal à $\frac{\lambda}{4}$ (environ $0^{\mu},13$) pour

que le changement soit d'un anneau complet. Un déplacement de $0^{\mu},01$ est encore parfaitement visible. Ce procédé, dans lequel on se règle sur l'aspect de la plage centrale du système d'anneaux est à la fois plus sensible et plus commode que celui qui consisterait à prendre comme repère la position d'une frange.

Toutes les fois que les anneaux sont revenus à leur aspect primitif, on est sûr que la lame B est revenue rigoureusement à la même place par rapport aux lames fixes A et A', et en particulier que la distance qui sépare A et B a repris exactement la même valeur. Cette distance fixe est, dans notre instrument, d'environ $0^{mm},04$.

Toute force exercée sur le plateau B se traduit par un déplacement des franges. Ce plateau, avec les ressorts *r* qui la soutiennent, constitue une balance sensible au demi-centigramme, quoique les ressorts de suspension soient très robustes.

Les plateaux A' et B sont en relation avec l'une des bornes β de l'instrument, et A avec l'autre borne α. Supposons l'appareil réglé de manière à donner les anneaux centrés à centre blanc. Si entre A et B on établit une différence de potentiel E, il se produit entre ces plateaux une force attractive :

$$F = AE^2.$$

Les ressorts qui soutiennent B fléchissent de quelques microns et les anneaux se rétrécissent ou même disparaissent complètement. On ramène la lame B à sa position primitive en exerçant sur elle une force verticale de bas en haut égale à F, au moyen d'un ressort très sensible R, en forme d'accordéon, dont les tensions sont proportionnelles aux allongements dans les limites de fonctionnement de l'appareil. On tendra ce ressort en déplaçant son point de suspension C, jusqu'à ce que les franges aient repris leur aspect primitif. Soit *l* l'allongement du ressort. On aura :

$$F = Kl = AE^2;$$

d'où :

$$E = \sqrt{\frac{K}{A} l} = B\sqrt{l},$$

B étant une constante.

Une disposition mécanique permet de lire, au lieu de *l*, une quantité proportionnelle à $\sqrt{l}$, sur une échelle divisée en parties d'égale

longueur, ce qui simplifie le calcul et permet des interpolations exactes. Finalement, il y a proportionnalité entre le potentiel de charge E et la lecture n faite sur l'échelle de l'instrument, et l'on peut écrire :

$$E = an.$$

La connaissance de la constante instrumentale a suffit pour effectuer une détermination.

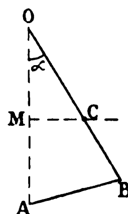


Fig. 3.

La disposition mécanique employée est basée sur la propriété suivante : soit OB (*fig.* 3) un segment de droite de longueur constante, sur lequel est marqué un point C, et qui peut pivoter autour du point O dans le plan de la figure qui est vertical. Sur la verticale du point O, prenons un point A tel que OA = OB. Soit M la projection de C sur OA. Si la droite OB, primitivement confondue avec OA, tourne autour du point O, le point M s'élève, en même temps que la distance AB augmente. Le déplacement du point M est proportionnel au carré de la longueur AB. Soit, en effet, α l'angle AOB, on a :

$$AB = 2OA \sin \frac{\alpha}{2},$$

$$OM = OC \cos \alpha = OC \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}\right) = OC \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\overline{AB}^2}{\overline{OA}^2}\right),$$

d'où :

$$OC - OM = \frac{1}{2} \frac{OC}{\overline{OA}^2} \times \overline{AB}^2.$$

OC — OM représente le déplacement vertical du point M, compté à partir de sa position initiale. OA et OC étant des longueurs constantes, on voit que le déplacement est proportionnel au carré de AB. Il suffit donc, pour arriver au résultat voulu, de faire porter l'extrémité mobile du ressort par une pièce liée à la droite MC, ses-

ceptible de se déplacer seulement dans le sens vertical, et de lire la longueur AB sur une échelle mobile autour du point A et dont le zéro soit en ce point.

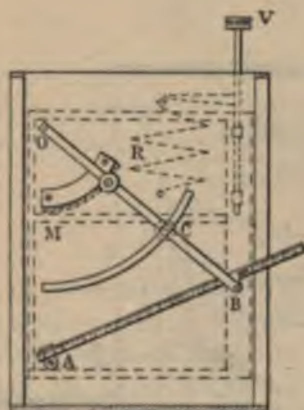


Fig. 4.

La *fig.* 4 montre comment ce principe a été réalisé. Le mouvement de la bielle OB est obtenu au moyen d'un bouton, qui actionne un pignon mobile sur un secteur denté. Un cadre mobile verticalement entre deux glissières porte une traverse horizontale qui figure la droite MC, et qui repose sur un galet dont le centre est le point C de la bielle. Celle-ci entraîne, d'autre part, un curseur qui se déplace sur l'échelle AB, divisée en millimètres. Il suffit de multiplier le nombre n de millimètres lu sur l'échelle par la constante a pour avoir le nombre de volts.

Extérieurement, l'appareil a la forme d'un prisme triangulaire, dont une face entièrement vitrée sert à l'introduction du faisceau lumineux; une autre face porte la loupe, et la troisième, constituée par une plaque de laiton, porte l'échelle divisée et la disposition mécanique que l'on vient de décrire. La *fig.* 5 donne une coupe de l'appareil par un plan vertical passant par une hauteur du triangle de base.

Tare du ressort. — La constante a dépend :

1° De l'aire de la partie commune aux deux triangles équilatéraux A et B (*fig.* 2); cette surface est invariable;

2° De l'épaisseur de la lame d'air qui les sépare, et qui est aussi,

comme on l'a vu, toujours ramenée à une valeur parfaitement constante;

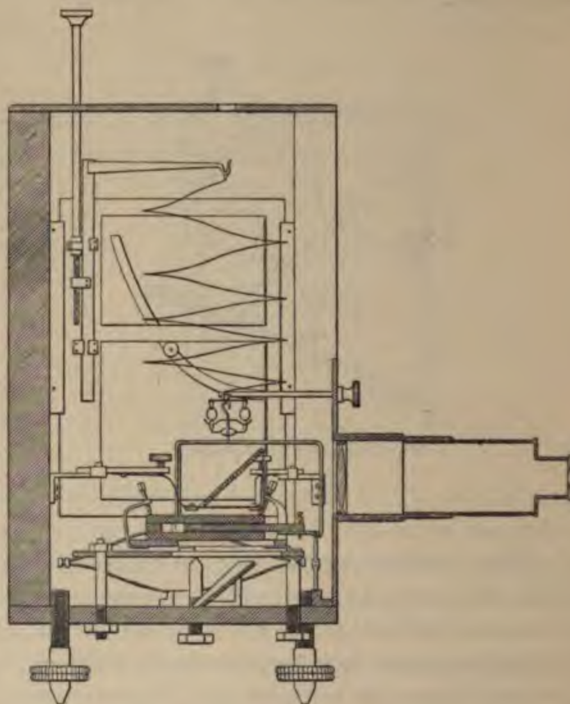


Fig. 5.

3° De l'élasticité du ressort de compensation R. Celle-ci est sujette à varier et a besoin d'être mesurée de temps en temps; à cet effet, nous avons disposé un poids de platine P (*fig.* 1) suspendu à deux anneaux, et susceptible d'être déposé sur le support de la lame mobile au moyen d'un bouton placé extérieurement. L'appareil étant réglé poids levé, on dépose le poids et on ramène, en tendant le ressort R, le centre des anneaux à être blanc. Le nombre N lu sur l'échelle permet de calculer la valeur de la constante instrumentale au moment de l'expérience. Le constructeur a déterminé une fois pour toutes le nombre de volts nécessaires pour produire une force attractive égale au poids de la surcharge. Soit E ce voltage, qui est invariable, car il dépend seulement de la surface des plateaux et de leur distance, et non de l'élasticité du ressort. On

sait alors que N divisions correspondent à E volts, et, comme il y a proportionnalité entre les lectures et les voltages, la valeur actuelle de la constante a est :

$$a = \frac{E}{N}.$$

On remarquera que, si l'on a eu soin de déterminer la masse m de la surcharge, les forces attractives se trouvent mesurées, grâce à cette tare, en valeur absolue ; la force correspondant à la lecture n est :

$$F = \frac{mg}{N} n \text{ dynes.}$$

L'appareil serait un électromètre absolu, si l'on pouvait calculer la force attractive produite par une différence de potentiel connue, ce qui ne serait guère possible avec la forme de plateaux que nous avons adoptée. D'ailleurs, notre but n'étant pas de construire un appareil absolu, il suffit de mesurer une fois pour toutes le voltage E nécessaire pour équilibrer le poids de la surcharge, ce que nous faisons au moyen d'une batterie d'éléments Latimer-Clark. Il n'est utile de connaître ni les dimensions exactes de l'appareil, ni le poids de la surcharge, qui doit seulement rester invariable.

Dans notre appareil, la surface commune aux deux plateaux est d'environ 18 centimètres carrés ; leur distance, lorsque l'appareil est réglé (anneaux centrés, avec centre blanc), $0^{mm},04$. La surcharge de platine pèse $1^{gr},25$. Il faut une différence de potentiel de $51^{volts},40$ pour produire une force attractive égale à son poids. Chaque millimètre de l'échelle équivaut à $0^{volt},4$ environ. L'appareil permet de bonnes mesures, exactes à $0^{volt},1$ au moins, entre 70 et 20 volts. Au-dessous de cette limite, la force attractive est trop faible ($0^{gr},2$ pour 20 volts). Elle est de $2^{gr},4$ pour 70 volts ; le ressort ne permet pas de mesurer des forces plus grandes, et d'ailleurs l'équilibre ne tarderait pas à devenir instable. Il serait très facile de construire des appareils propres à mesurer des voltages plus élevés, en employant des ressorts plus forts, tant pour suspendre la lame B que pour faire équilibre à la force électrique. On remarquera que notre appareil met en jeu des forces relativement grandes, grâce à la petitesse de la distance qui sépare les plateaux.

Mode opératoire. — Il faut, avant tout, régler l'appareil de telle façon que, lorsqu'il est déchargé, les anneaux soient à centre blanc,

centrés sur le repère qui marque le centre des lames. L'ensemble des deux lames A, A', est porté sur une pièce métallique triangulaire munie de trois tiges à écrous et déformable à l'aide de trois vis de pression. A l'aide de ces tiges et vis de pression, on peut à volonté déformer légèrement la plaque triangulaire et, par suite, régler la position du système A, A' par rapport à la lame B. Pendant ce réglage, le curseur qui se déplace sur la règle divisée doit rester au zéro. Il est commode de l'achever en se servant du ressort R, ce qui doit se faire sans que le curseur quitte le zéro. La tension du ressort est alors produite par une vis supplémentaire V (*fig.* 4), qui tend le ressort sans déplacer le curseur. On agira sur cette vis jusqu'à ce que le blanc apparaisse au centre du système d'anneaux. L'appareil est alors réglé.

Pour faire une mesure, on établit entre les bornes la différence de potentiel à mesurer ; la lame B se rapproche de A, et les anneaux se rétrécissent ou même disparaissent complètement, si la différence de potentiel est un peu forte. On agit, au moyen du pignon denté, sur le ressort R, jusqu'à ce que les anneaux aient reparu avec leur centre blanc. On lit le nombre de divisions n sur la règle divisée, et le produit de ce nombre par la constante a donne le nombre de volts. La valeur de cette constante peut être immédiatement contrôlée par la méthode indiquée plus haut.

L'appareil une fois réglé présente une grande stabilité. Il arrive néanmoins que, par suite des dilatations des pièces de métal, la lame B n'occupe plus la position médiane entre A et A', et que, par suite, les anneaux disparaissent. Soit en déposant la surcharge, soit en tendant le ressort, on arrivera généralement à faire apparaître un système de franges plus ou moins serrées ; on les élargira et on les centrera au besoin sur le repère, à l'aide des vis de réglage, opération facile.

Dans le cas où l'appareil serait entièrement déréglé, on pourra se servir des images par réflexions multiples ; si l'on regarde à travers les argentures le filament d'une lampe à incandescence, et que les surfaces argentées ne soient pas exactement parallèles, on voit le filament accompagné d'une série d'images produites par réflexion sur les surfaces argentées ; on amènera toutes ces images à se confondre avec le filament lui-même en agissant sur les vis de réglage. On pourra également s'aider des anneaux observés en lumière monochromatique du sodium ; on élargira, et l'on centrera ces anneaux. Il

suffit alors d'agir de quantités égales sur les trois vis de butée pour voir apparaître les anneaux en lumière blanche.

Il faut remarquer que l'on obtient des franges en lumière blanche non seulement lorsque les deux intervalles AB, A'B sont égaux, mais aussi lorsque leur rapport est une fraction simple, 1/2 par exemple. La distance AB se trouve alors avoir une valeur très différente de sa valeur normale. Si, par hasard, on tombait sur un de ces systèmes de franges, et qu'on ne s'en aperçût pas par le manque d'éclat des colorations ou par le serrage des anneaux, on en serait averti à la première mesure par l'absurdité des résultats obtenus.

Enfin il est nécessaire que la ligne des deux crochets CC' du ressort (*fig.* 1) soit parallèle au déplacement du crochet C ; pour vérifier ce fait, on place l'appareil vertical à l'aide d'un fil à plomb ; puis, enlevant le bouchon qui ferme une ouverture percée dans le couvercle de l'appareil, on fait passer le fil à plomb à l'intérieur, et l'on vérifie que la ligne des crochets est verticale.

Résultats. — Voici, pour mémoire, les résultats d'une série de mesures faites sur une batterie de piles-étalons :

Constante de l'instrument : 1 millimètre vaut 0,3865 volts.

E vrai	E mesurée
14,29	14,72
28,59	28,60
42,88	42,82
57,18	57,20
71,47	71,50

On voit qu'à partir de 30 volts on peut compter largement sur le dixième de volt.

L'instrument est convenable pour les courants alternatifs ; sa capacité étant $3,8 \cdot 10^{-10}$ farads, le facteur par lequel il faut multiplier la lecture faite sur une force électromotrice alternative de fréquence 60 est :

$$1,00000026,$$

pratiquement l'unité.

— ———

Erasmus Darwin PRESTON. — The Transcontinental Arc (L'arc transcontinental). — *Phil. Soc. of Washington*, 20 février 1897.

L'auteur résume les résultats obtenus dans la mesure de la partie du 39ᵉ degré de latitude comprise sur le territoire des États-Unis, effectuée par le *Coast and Geodetic Survey*. Cette opération a donné lieu à d'importants travaux sur la réfraction atmosphérique, l'aberration, la déviation du fil à plomb, l'intensité de la pesanteur et la densité moyenne de la terre.

Une direction peut être fixée à environ $\frac{1}{5}$ de seconde près; les observations astronomiques permettent de déterminer la position d'un point à la surface de la terre à environ 10 pieds près; une même longueur d'environ 9 milles étant mesurée en partant de cinq bases différentes, les diverses déterminations diffèrent entre elles de moins de 20 centimètres, et en particulier deux d'entre elles, déduites de bases situées respectivement à 263 et 868 milles, de 1 centimètre seulement.

Pour donner une idée plus complète de la précision actuellement obtenue en géodésie, j'indiquerai quelques nombres relatifs aux travaux du Service géodésique de l'Armée française : l'erreur probable dans la mesure de la base de Paris [7.226^m,792] est 3 millimètres, soit environ $\frac{1}{2.400.000}$; la longueur de la base de Perpignan, déduite de la triangulation, ne diffère de la longueur mesurée que de 5 centimètres, ce qui correspond à une erreur relative de $\frac{1}{250.000}$; les différences de longitude sont obtenues à moins de $\frac{1}{100}$ de seconde de temps, et les latitudes à $\frac{1}{100}$ de seconde d'arc, ce qui fixe la position du point considéré à 3 mètres près environ (¹).

Des mesures relatives à l'intensité de la pesanteur ont été faites par le *Coast and Geodetic Survey* non seulement sur le continent, mais dans un certain nombre d'îles; elles ont confirmé ce fait que

(¹) On trouverait le détail de ces travaux dans le *Mémorial du Dépôt de la Guerre* (t. XI à XIV), et un exposé plus succinct dans les *C. R. de l'Association géodésique Internationale*, où sont également résumés les travaux du commandant Defforges sur l'intensité de la pesanteur.

les valeurs obtenues sur le continent sont plus faibles que la valeur normale, les valeurs obtenues dans les îles étant, au contraire, plus fortes.

Au cours des opérations on a observé le déplacement pendant la journée, sous l'influence de la chaleur solaire, de l'extrémité supérieure d'un grand édifice métallique [1].

Ch. Maurain.

Albert Cushing CREHORE et George OWEN SQUIER. — The synchronograph, a new method of rapidly transmitting intelligence by the alternating current (Nouvelle méthode de transmission rapide au moyen des courants alternatifs). — *Trans. of the Amer. Institute of. Electr. Eng.*, t. XIV ; avril 1897.

Cette nouvelle méthode est basée sur le principe suivant : Un courant alternatif n'est pas modifié dans sa forme, si on le supprime pendant un instant, pourvu que le moment de l'ouverture du circuit et celui de sa fermeture correspondent à des points où la sinusoïde représentative a une ordonnée nulle ; on obtient ce résultat en faisant passer entre deux petits frotteurs une bande de papier dans laquelle sont pratiqués des trous allongés ; le circuit est ainsi fermé pendant le passage d'un creux, ouvert pendant le passage d'un plein ; le papier est mis en mouvement au moyen d'une roue dont le mouvement de rotation est réglé par celui de l'axe de l'alternateur, et les trous correspondent, ainsi que leurs intervalles, à des multiples de la demi-période du courant.

On peut utiliser deux sortes de récepteurs : l'un est basé sur la rotation magnétique du plan de polarisation de la lumière, les alternatives de lumière et d'obscurité étant fixées sur une plaque photographique animée d'une vitesse convenable ; l'autre, sur l'enregistrement électro-chimique du courant.

Les bandes de papier doivent être préparées à l'avance, au moyen d'un emporte-pièce convenable ; un système particulier permet de les mettre rapidement en place ; on peut modifier la vitesse relative de la roue entraînant la bande de papier et de l'alternateur, et utiliser ainsi différentes vitesses ; plusieurs systèmes semblables peuvent fonctionner en même temps avec un seul alternateur et permettent la transmission simultanée de plusieurs dépêches. La transmis-

---

(1) Rappelons à ce sujet les observations faites sur la tour Eiffel, par le Service géodésique de l'Armée, sous la direction de M. le colonel Bassot, d'août 1896 à août 1897 (*C. R. de l'Acad. des Sciences*, 29 novembre 1897).

sion paraît être ainsi bien plus rapide que dans les systèmes actuels ; mais il faudrait imaginer toute une installation accessoire permettant de préparer rapidement les dépêches. Les expériences des auteurs ont donné de bons résultats.

Ch. MAURAIN.

Dr ARTHUR KORN. — Eine Theorie der Gravitation und der elektrischen Erscheinungen auf Grundlage der Hydrodynamik (Théorie de la gravitation et des phénomènes électriques, basée sur les lois de l'hydrodynamique). — Berlin, Ferd. Dümmlers ; 1898.

Ouvrage d'environ 280 pages, dont les développements théoriques ne peuvent être résumés ici, et que l'auteur termine par quelques considérations philosophiques sur les théories mécaniques.

Ch. MAURAIN.

G.-R. PUTNAM. — Magnetic and pendulum observations (Observations magnétiques et mesures faites au moyen du pendule). — *Technology quaterly*, t. X, n° 1 ; mars 1897.

Ce travail est l'exposé d'observations faites par les membres de l'expédition Peary au Groënland. Les résultats scientifiques seront exposés en quatre parties, dont ce travail est la première ; les autres parties comprendront des observations sur les phénomènes relatifs aux glaces polaires.

Ch. MAURAIN.

G.-A. FLEMING et J. DEWAR. — On the magnetic susceptibility of liquide oxygen (Sur la susceptibilité magnétique de l'oxygène liquide). — *Proced. of the Royal Soc.*, t. LXIII, p. 311 ; 1898.

MM. Fleming et Dewar reviennent sur la question de la susceptibilité magnétique de l'oxygène liquide, déjà traitée par eux [1] d'une manière moins approfondie. La nouvelle méthode consiste à déterminer la perte de poids apparent d'une balle de substance diamagnétique dans l'oxygène liquide : 1° en dehors de tout champ magnétique ; 2° dans un champ magnétique variable formé par une bobine placée au-dessous de la balle. On a étudié le champ aux divers points

[1] Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 140 ; 1897.

de l'axe vertical de la bobine. Connaissant la valeur H du champ et la dérivée $\frac{dH}{dz}$ dans le sens vertical, on a tous les éléments nécessaires pour déterminer la force magnétique à laquelle la balle est soumise, et par conséquent la différence des coefficients d'aimantation de la balle et du liquide. Connaissant le coefficient d'aimantation de la balle, on en déduit celui du liquide.

Les auteurs ont employé successivement des balles d'argent, de cuivre, de bismuth et de verre. Ils trouvent, en moyenne, pour le coefficient d'aimantation ou susceptibilité magnétique de l'oxygène liquide à — 182° (température d'ébullition) :

$$k = 324 \,.\, 10^{-6},$$

mais ils pensent que cette susceptibilité a une tendance à décroître, quand on emploie des champs magnétiques de plus en plus puissants. Les champs les plus intenses employés par MM. Fleming et Dewar sont de 2.500 C. G. S.

Le mémoire se termine par quelques observations préliminaires sur les variations de la susceptibilité magnétique des corps aux très basses températures. La susceptibilité du sulfate de manganèse en poudre croît dans le rapport de 1 à 3,32, quand la température s'abaisse de 25° à — 182°, c'est-à-dire quand les températures absolues varient dans le rapport $\frac{298}{91} = 3,27$. La variation de la susceptibilité est en raison inverse de la température absolue, conformément à la loi de Wiedemann et de M. P. Curie. En revanche, la susceptibilité diamagnétique du bismuth ne variait que de 16 0/0 dans le même intervalle de température. Or on sait déjà que la loi de Wiedemann ne s'applique pas aux corps diamagnétiques.

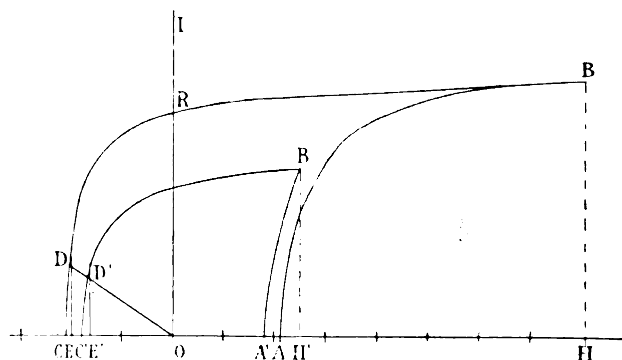
En ce qui concerne l'oxygène, le nombre trouvé par MM. Fleming et Dewar serait d'accord avec la loi de Wiedemann, si l'on admet que le changement d'état ne modifie pas la susceptibilité moléculaire, et si l'on prend comme termes de comparaison les expériences de Faraday et de E. Becquerel sur la susceptibilité de l'oxygène gazeux. Si, au contraire, on part des nombres de M. Curie, la susceptibilité déterminée par MM. Fleming et Dewar serait un peu faible.

E. Bouty.

M. ASCOLI. — Sui magneti Jamin (Sur les aimants Jamin). — *Rendiconti delle reale Accad. dei Lincei*, t. VI, 2e sem., série 5a, p. 61 ; 1887.

On sait que les aimants Jamin, constitués par la juxtaposition de plusieurs barreaux plats aimantés séparément, ont une aimantation plus intense que celle d'un barreau massif de même section totale aimanté dans le même champ. D'après Jamin, cet effet provenait de ce que l'aimantation serait surtout superficielle; la surface totale étant plus grande dans le premier cas, l'aimantation est aussi plus considérable. M. Ascoli pense que la considération du champ démagnétisant suffit à expliquer le phénomène ; supposons, pour simplifier, chaque lame assez mince pour que le champ démagnétisant y soit très faible ; le cycle d'aimantation pour une variation du champ d'amplitude H sera représenté par une courbe telle que ABRC; l'aimantation rémanente pour chaque lame sera OR; réunissons maintenant les lames en faisceau ; il y aura alors un champ démagnétisant, OE par exemple, de sorte que l'aimantation résiduelle pour chaque lame sera non plus OR, mais ED; le facteur démagnétisant est, comme on sait, le rapport qui existe entre le champ démagnétisant et l'intensité d'aimantation ; c'est donc ici :

$$N = \frac{OE}{ED} = \text{cotg } EOD.$$



Soumettons maintenant au même champ H le faisceau lui-même, et représentons comme précédemment par une courbe l'aimantation d'une seule lame ; le champ démagnétisant existant pendant l'aiman-

tation même, l'amplitude du champ réel sera non pas H, mais une valeur plus faible H', de sorte qu'on aura une courbe telle que A'B'C' (*fig.* 1); mais le facteur démagnétisant est le même que tout à l'heure, celui du faisceau; donc la droite OD coupant la courbe en D', l'aimantation rémanente pour une lame est D'E', qui est inférieure à DE. Ainsi l'aimantation que conserve finalement une quelconque des lames est plus grande quand on aimante séparément chacune d'entre elles que lorsqu'on les aimante après les avoir réunies.

M. Ascoli a vérifié expérimentalement la justesse de cette explication : il construit les courbes d'aimantation relatives à un seul fil de fer fin, puis à un faisceau de 200 de ces fils; la différence des abscisses (valeurs du champ) correspondant à une même valeur de l'aimantation I donne le champ démagnétisant NI ; en divisant par I, on obtient N, ce qui permet de mener la droite OD ; on trouve alors $\frac{ED}{E'D'} = 1,24$.

La détermination directe des aimantations rémanentes du faisceau dont les brins ont été aimantés soit séparément, soit ensemble, donne pour leur rapport 1,25. La vérification est donc aussi bonne qu'on peut le désirer.

Ch. Maurain.

M. ASCOLI. — Sul fattore smagnetizzante nei fasci e nei cylindri di ferro (Sur le facteur démagnétisant dans des faisceaux de fils et des cylindres de fer). — *Rendiconti delle R. Accad. dei Lincei*, t. VI, 2e sem., série 5e, p. 123 ; 1897.

L'auteur s'est servi, dans quelques recherches sur la distribution de l'aimantation, de faisceaux de fils au lieu de cylindres massifs : il a montré [1] alors que les différences existant à ce point de vue entre les faisceaux et les noyaux massifs étaient trop faibles pour influencer les résultats. Il donne de nouvelles preuves de ce fait et détermine pour cela le facteur démagnétisant de cylindres massifs ou de faisceaux de fils.

Un cylindre, par exemple, étant d'abord assez allongé pour que son facteur démagnétisant soit à peu près nul, on construit la courbe d'aimantation; on réduit ensuite sa longueur en le coupant aux deux bouts, et on construit la nouvelle courbe d'aimantation; la différence des abscisses qui correspondent à une même valeur de I dans les

[1] *Id.*, t. III, 1er sem., *passim*.

deux courbes donne le champ démagnétisant NI du deuxième cylindre; en divisant par I, on a N; en faisant ce calcul pour différents points, on obtient des valeurs de N peu différentes les unes des autres, dont on prend la moyenne. On a ainsi le facteur démagnétisant du nouveau cylindre.

M. Ascoli a opéré ainsi pour différentes longueurs d'un cylindre plein et d'un faisceau de 19 fils; dans le tableau suivant, N représente le facteur démagnétisant obtenu comme on vient de le voir, et λ le rapport de la longueur au diamètre (dans le cas du faisceau, ce diamètre est celui d'un cylindre plein de même section totale) :

Faisceau	λ	68,2	40,8	22,7	13,6	9,1
	N	0,0057	0,0178	0,0489	0,1067	0,1981
Cylindre	λ	83	50	16,7	10	6,7
	N	0,0056	0,0132	0,085	0,1771	0,3190

On peut représenter ces résultats graphiquement en prenant pour abscisses les valeurs de λ, et pour ordonnées celles de N; tous les points ainsi obtenus se placent très sensiblement sur une même courbe, ce qui montre que le faisceau se comporte bien comme un cylindre plein. De plus, ces valeurs de N s'accordent assez bien avec celles déduites par M. Du Bois des expériences d'Ewing.

Ch. Maurain.

H. NAGAOKA. — Note of the strain of an iron ring by magnetization (Sur les modifications causées dans un anneau de fer par l'aimantation). — *Journal de la Société Physico-Mathématique de Tokio*, t. VIII, p. 7; 1896.

M. Nagaoka applique la théorie de Kirchhoff à un anneau de fer aimanté uniformément, et montre quelles recherches il conviendrait de faire, sur un même échantillon, pour décider si l'expérience est d'accord avec cette théorie. Il donne sur cette question les indications bibliographiques suivantes:

Maxwell, *Treatise on El. and. Magn.*, § 105 et 644. — Helmholtz, *Wied. Ann.*, t. XIII, p. 385; 1881. — Kirchhoff, *Sitzungsberichte d. Acad. d. Wiss. z. Berlin*, p. 187; 1884. — Lorberg, *Wied. Ann.*, t. XXI, p. 300; 1884. — J.-J. Thomson, *Appl. of Dyn. to Phys. and Chem.*, 1888. — Beltrami, *Rendic. d. Instit. Lombardo*, (2), t. XVI, 1884; Id., *Mem. d. R. Accad. d. Inst. d. Bologna*, 1886. — Brillouin, *Ann. de l'Ecole normale sup.* (3), t. IV, p. 201; 1887.

— Cantone, *Mem. d. R. Accad. d. Lincei* (4), t. VI, p. 251 et 487; 1890. — Duhem, *Leçons sur l'El. et le Magn.*, t. II, p. 453 ; 1892. — Adler, *Wien. Anz.*, t. XXI, 1892 ; Id., *Wien. Ber.*, t. CII (2), p. 1537; 1892. — Pockels, *Arch. d. Math. u. Phys.* (2), t. XII, p. 57; 1893. — Duhem, *C. R.* du 3e Congrès intern. des Cath. à Bruxelles, 1894. — Id., *Amer. Journ. of Math.*, t. XVII, p. 117 ; 1895. — Chree, *Nature*, t. LIII, p. 269 ; 1896.

Ch. Maurain.

L. SAKAI. — Distribution of electricity on two infinite eccentric cylindrical surfaces (Distribution de l'électricité sur deux cylindres indéfinis excentriques). — *Journ. de la Société Physico-Mathématique de Tokio*, t. VIII, p. 13 ; 1896.

L'auteur traite le problème, en partant de l'équation de Laplace, au moyen des coordonnées bipolaires ; il considère aussi le cas particulier où l'un des cylindres se réduit à un plan, ainsi que celui de deux plans parallèles.

Ch. Maurain.

S. KIMURA. — Magnetization by Induction of Rotating sphere and spheroid under a solenoidal Distribution of Magnetizing force. — *Journ. de la Société Physico-Mathématique de Tokio*, t. VIII, p. 51.

Généralisation de calculs donnés par F. Neumann dans ses *Vorlesungen über Magnetismus*, et dans lesquels Neumann avait considéré seulement le cas d'un champ uniforme.

Ch. Maurain.

MASTRICCHI et MICHELUCCI. — Sul potere emissivo delle scintille elettriche (Sur le pouvoir émissif des étincelles électriques). — *Giornale Scientifico di Palermo*, 5e année, n° 4 ; 1898.

Des recherches sur ce pouvoir émissif ont déjà été faites, au moyen d'une pile thermo-électrique, par Paalzow [1] et Villari [2]. Villari s'est surtout occupé de l'influence de la nature du corps constituant les électrodes ; il a trouvé cette influence assez faible, le pouvoir émissif n'ayant varié que de 90 (carbone) à 102 (zinc).

Les auteurs ont repris ces expériences par une méthode bolomé-

(1) *Poggendorff Annalen*, t. CXXXII, p. 126 ; 1865.
(2) *Mem. della R. Accad. delle Scienze dell'Istituto di Bologna*, 20 déc. 1885.

trique ; des précautions étaient prises pour éviter les actions par conduction ou par convection ; ils ont fait porter leurs expériences sur des électrodes de carbone et de différents métaux, et, pour chaque corps, ont fait varier la distance explosive et la capacité de la batterie employée. Les résultats obtenus sont résumés dans un tableau. L'influence de la nature des électrodes semble plus grande d'après ces résultats que d'après ceux de Villari ; ainsi, dans des conditions identiques, le pouvoir émissif a varié de 14,5 (carbone) à 30 (zinc).

Ch. MAURAIN.

F. MASTRICCHI. — Sull'influenza del magnetismo sulle scariche elettriche (Influence du magnétisme sur les décharges électriques). — *Giornale Scientifico di Palermo*, 5e année, n° 4 ; 1898.

Certains résultats obtenus par l'auteur [1] ne concordaient pas avec ceux de nouvelles expériences de Melani [2] et de Paalzow et Neesen [3]. Il montre que ces divergences proviennent de l'influence de la pression ; pour des pressions voisines de la pression atmosphérique, le potentiel explosif ne change pas sous l'influence d'un champ perpendiculaire à la direction de la décharge ; cette influence commence à se faire sentir pour une pression de 367 millimètres, et augmente ensuite graduellement à mesure que la pression diminue ; ainsi, pour une pression de $34^{mm},5$, la présence d'un champ de 3.400 C.G.S. augmente le potentiel explosif dans le rapport de 1 à 2,57.

Ch. MAURAIN.

A. RIGHI. — Sulla sensibilita alle onde elettriche di certi tubi da scariche (Sur la sensibilité de certains tubes à décharges pour les ondes électriques). — *R. Accad. d. Scienze dell'Istituto di Bologna*, 29 mai 1898.

Dans une note précédente [1], l'auteur a décrit des tubes de conformation spéciale, dans lesquels on obtenait une augmentation momentanée de la décharge, quand on faisait jaillir dans le voisinage les étincelles d'une machine électrique ; l'instrument ainsi obtenu est, en somme un « coherer » ; mais il présente la particularité de reprendre

---

(1) *Rend. della R. Accad. dei Lincei*, t. V, 2e sem., série 5e ; et *Giornale Sc. di Palermo*, t. III, n° II ; 1896.
(2) *Nuovo Cimento*, série 1e, t. V, mai 1897.
(3) *Wied. Ann.*, t. LXIII ; 1897.
(1) *Rend. d. R. Accad. dei Lincei* ; 7 novembre 1897.

de lui-même sa sensibilité primitive. M. Righi a observé, depuis, des tubes dans lesquels les ondes électriques modifient la lueur cathodique, et qui sont plus sensibles que les précédents ; cette action se produit même sous l'influence de petits excitateurs placés à 6 ou 7 mètres du tube. M. Righi donnera, dans un mémoire ultérieur, des détails sur les phénomènes observés et sur la construction des tubes.

A. RIGHI. — Di una nuova forma data all'esperienza di Lecher (Nouvelle forme de l'expérience de Lecher). — *R. Accad. d. Scienze dell'Istituto di Bologna*, 29 mai 1898.

Arons avait indiqué, en 1892[1], une manière de rendre visible la formation des nœuds et des ventres : on place les deux fils suivant lesquels se propagent les oscillations électriques dans un tube où on fait le vide. Quand la raréfaction est suffisante, des lueurs apparaissent entre les fils aux ventres. M. Righi laisse les deux fils dans l'air, et les place sur une plaque de verre recouverte de limaille de zinc fixée par de la gomme ; des étincelles sillonnent la plaque, beaucoup plus nourries aux ventres qu'aux nœuds.

L'expérience peut servir dans un cours, les petites étincelles étant visibles de loin.

Ch. MAURAIN.

S.-P. LANGLEY. — The bolometer (Le bolomètre). — *Amer. Journ. of Science*, t. V, p. 241 ; 1898.

M. Langley fait dans cet article l'histoire du bolomètre et montre quels progrès ont été réalisés dans la construction de cet instrument.

Les premiers bolomètres étaient constitués par des fils de fer de $\frac{1}{1.000}$ à $\frac{1}{10.000}$ de pouce ($0^{cm},00254$ à $0^{cm},000254$). Leur sensibilité n'a pas été mesurée d'une manière précise ; la radiation lunaire, concentrée par une lentille de 13 pouces, donnait au galvanomètre une déviation de 40 divisions (1881).

En 1883, on employa un ruban de platine de $0^{mm},01$ à $0^{mm},001$ d'épaisseur, et de 1 millimètre à $0^{mm},1$ de large ; en 1886, l'auteur disposa le fil dans le plan focal d'une lunette, pour l'étude

(1) *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 553 ; 1892.

directe des spectres ; un galvanomètre particulièrement affecté à l'usage du bolomètre donnait une déviation de 1 millimètre sur une échelle placée à 1 mètre pour un courant de $0^{amp},0000000005$, ce qui permettait d'apprécier une variation de température de $0^{o},00001$.

Le bolomètre actuel est encore constitué par un ruban très fin de platine ; la limite de la puissance des lunettes rend inutile l'excès de finesse qu'on pourrait atteindre. Le galvanomètre a été perfectionné par l'emploi d'un fil de quartz de 30 centimètres de longueur, et d'un miroir de 2 millimètres de diamètre, ne pesant que 2 milligrammes.

1° *Précision.* — La précision du pointé est d'environ une seconde d'arc, c'est-à-dire comparable à celle d'un pointé dans le spectre lumineux (l'emploi d'une pile thermo-électrique linéaire entraîne une erreur d'une fraction notable de degré).

2° *Justesse.* — En photométrie on dépasse difficilement le centième ; ici on peut déceler une variation de 0,03 à 0,04 0/0 ; les erreurs de lecture et les variations des sources étant de cet ordre, on peut dire que l'emploi du bolomètre n'introduit aucune cause d'erreur supplémentaire.

3° *Sensibilité.* — Le galvanomètre donne à 1 mètre une déviation de 1 millimètre pour un courant de $0^{amp},000000000012$, ce qui permet d'apprécier une variation de température de $\frac{1}{10.000.000}$ de degré centigrade.

Ch. MAURAIN.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE

Vol. XXIX, n° 4, 5, 6, 7, 8 et 9 ; 1897.

L. BOGAIEWSKY. — Sur la loi exprimant la variation de la différence des deux chaleurs spécifiques des gaz. — P. 27-107.

M. Amagat a donné, pour l'acide carbonique, les valeurs de $C_p - c_v$ pour diverses pressions et diverses températures. L'auteur déduit $C_p - c_v$ de la formule connue :

$$C_p - c_v = \frac{T}{E} \frac{\partial p}{\partial t} \cdot \frac{\partial v}{\partial t},$$

en calculant $\frac{\partial p}{\partial t}$ et $\frac{\partial v}{\partial t}$ à l'aide de l'équation de Van der Waals. Il en déduit que, pour l'acide carbonique entre 20° et 100°, la différence des chaleurs spécifiques est donnée par la formule :

$$C_v - c_v = \frac{0,04}{1 - \frac{0,7856}{n}},$$

n étant la température correspondante. Les nombres ainsi calculés concordent bien avec les nombres de M. Amagat. Dans la formule générale, 0,7856 devrait être remplacé par une fonction F du volume correspondant. Le numérateur 0,04 serait remplacé par une autre constante, dépendant de la nature chimique du gaz.

P. BACHMETIEFF. — L'hystérésis dans les éléments thermoélectriques. — P. 108-116.

La constante thermoélectrique d'un élément :

$$K = \frac{J}{t_1 - t_0},$$

obtenue à l'aide d'une comparaison avec des thermomètres à mercure, est d'ordinaire sensiblement plus grande quand on opère par échauffement de t_0 à t_1 que par refroidissement de t_1 à t_0. L'auteur a fait quelques séries d'observations soignées sur des éléments formés de cuivre combiné à l'étain, le plomb, le nickel, le maillechort et le fer, et croit avoir prouvé l'existence d'un phénomène d'*hystérésis* réel, bien que ces expériences soient loin d'être absolument décisives.

J. BORGMAN. — Thermo-luminescence produite par les rayons de Röntgen et ceux de Becquerel. — P. 116-117.

En répétant les expériences de M. Hofmann sur la thermo-luminescence d'un mélange calciné de $CaSO_4$ avec 5 0/0 de $MnSO_4$, sous l'influence des décharges d'une machine de Töppler, l'auteur a constaté que le même phénomène est produit par les rayons de Röntgen, émanant d'un tube focus.

Le même résultat est produit par la radiation du sulfate double de potassium et d'uranyle, insolé préalablement par la lumière de l'arc voltaïque.

N. HESEHUS. — Photomètre pour la mesure de l'intensité de la lumière du jour. — P. 118-123.

L'auteur a perfectionné pour cette étude un photomètre construit en 1892(1).

C'est un *lucimètre* plutôt qu'un photomètre. Pour faire varier la lumière envoyée par la lampe-étalon à l'acétate d'amyle, on fait varier la hauteur libre d'une fente trapézoïdale (7 millimètres de haut, 2 millimètres de large à la base, 1 millimètre de large au sommet), découpée dans une cloison placée devant la flamme. On a choisi cette forme de fente parce que la flamme est plus brillante dans le haut ; et de la sorte, la quantité de lumière qui traverse la fente est à peu près proportionnelle à la hauteur laissée libre.

V. ROSENBERG. — Quelques expériences sur la vision. — P. 124-128.

S. TÉRÉCHINE. — Contribution à la question de l'influence de la température sur la radiation. — P. 169-350, et vol. XXX, p. 15-27.

L'auteur commence par discuter les diverses formules proposées pour représenter le rayonnement en fonction de la température. Le désaccord entre ces formules provient, selon lui, de ce qu'on admet tacitement que le pouvoir émissif et absorbant varie pour tous les corps d'une manière identique avec la température. Il propose une formule qui est une généralisation de celle de Stefan :

$$Q_{T_0}^{T} = \Omega e^{\nu T} (T^4 - T_0^4),$$

où Ω et ν sont des constantes.

Les expériences personnelles de l'auteur ont été faites par une méthode originale. On mesure, par son allongement, la température du fil de platine échauffé par le courant galvanique et produisant la radiation que l'on mesure à l'aide d'un bolomètre. L'auteur utilise l'ancienne méthode que S'Gravesande a employée pour mesurer

(1) Voir *Journ. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 504 ; 1893.

l'allongement des fils métalliques par l'action d'un poids. Le fil de platine, de longueur $2l = 40$ centimètres, a été tendu horizontalement sur un fort cadre en bois; un poids de 20 à 30 grammes était pendu au milieu, à l'aide d'une boucle en fil de platine très fin. Ce poids produisait une déflexion h du milieu du fil d'à peu près 1 centimètre par rapport à l'horizontale passant par ses points d'attache. D'après la formule connue du polygone funiculaire :

$$\frac{\partial h}{\partial l} = \frac{l}{h},$$

en mesurant h et dh à l'aide d'un cathétomètre à micromètre oculaire, on pouvait calculer dl avec une erreur maxima de $\pm$ 0^{cm},002, correspondant à une erreur de 12° C. pour la température limite de 900° C., que l'on a calculée à l'aide du coefficient de dilatation du platine, déterminé, par Dulong et Petit, entre 0° et 300° C.

La même méthode de mesure pour la température fut employée par l'auteur dans une série d'observations sur le refroidissement d'un fil de platine dans l'air, qu'il a entreprises pour démontrer que l'introduction de ses coefficients variables dans la formule de Lorentz fait diminuer les différences entre les valeurs calculées et observées.

N. HESEHUS. — Sur quelques analogies entre les phénomènes électriques et thermiques. — P. 261-265.

L'auteur remarque que l'analogue de la capacité électrique est la température du champ thermique à l'unité de distance d'une surface chauffée à une température constante. L'électroscope est un instrument différentiel ; il n'indique pas le potentiel au milieu d'un corps bon conducteur, de même qu'un thermomètre différentiel ne pourrait dévoiler la présence de la chaleur au milieu d'un corps bon conducteur de la chaleur. L'induction électrostatique ne pourrait trouver son analogue que dans l'échauffement partiel d'un corps hygroscopique propre à être le siège de quelque distillation ou diffusion. L'homogénéité de la distribution de l'humidité se rétablira quand le corps reprendra sa température initiale ; mais, si on le divise en deux pendant l'influence de la chaleur, le manque d'homogénéité des deux parties persistera.

W. KISTIAKOWSKY. — Contribution à la question de l'évaporation sous l'influence des forces extérieures. — P. 273-276.

L'auteur discute la question au point de vue de la théorie mécanique de la chaleur et trouve une solution dont celle de M. Schiller, obtenue à l'aide du principe des vitesses virtuelles, présente la première approximation. Il indique aussi la possibilité de réaliser l'expérience avec des différences de pression beaucoup plus considérables que celles produites par les forces capillaires, en se servant de diaphragmes laissant passer la vapeur du liquide, mais imperméables à l'air.

T. XXX, nos 1, 2 ; 1898.

M. BOULGAKOFF. — Sur la distribution de l'électricité à la surface d'un anneau conducteur. — P. 131-181. — Sur la capacité électrique d'un condensateur annulaire. — P. 266-276. — Contribution à la théorie des fonctions annulaires, toroïdales, 1898, n° 12. — P. 1-14. — Voir *Éclairage électrique*, 1857 et 1898.

L'auteur reprend le problème de C. Neumann et obtient des formules qu'il applique à l'étude théorique des condensateurs annulaires. Il a d'ailleurs vérifié, en collaboration avec M. Smirnoff, l'accord de ces calculs avec l'expérience.

N. SCHILLER. — Nouvelle manière de formuler la deuxième loi de la thermodynamique. — P. 31-41.

Nous disons qu'un corps reçoit de la chaleur quand un autre corps lui en cède, ou quand une quantité équivalente de travail lui est communiquée de l'intérieur. Par conséquent, on peut formuler la deuxième loi de la thermodynamique de la manière suivante :

« Un changement de la température seule d'un corps donné ne « peut être réalisé qu'aux dépens de la chaleur communiquée du « dehors, à condition que tous les autres paramètres déterminant « l'état du corps restent constants ou reviennent à leurs valeurs ini- « tiales, après avoir subi un changement réversible quelconque. »

En appliquant cet énoncé de la loi à un cycle de Carnot, on arrive à la conclusion connue, que la chaleur reçue ou cédée par chacune des sources est fonction de sa température seule.

W. LÉBÉDINSKY. — Note sur la théorie cinétique des gaz. — P. 43-44.

L'élévation de température d'un gaz parfait par la compression ne peut être expliquée par la théorie cinétique des gaz. L'auteur pense que l'on doit chercher cette explication dans la conception de l'inégalité de la vitesse individuelle de diverses molécules, supposée par la loi de Maxwell. Le rapprochement d'un même nombre de molécules dans un espace moindre ne peut rester sans influence sur le nombre des collisions de plusieurs molécules ensemble, et doit, par conséquent, augmenter la valeur moyenne de toutes les vitesses qu'une molécule échange pendant l'unité de temps.

W. LERMANTOFF.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXV, n° 7 ; 1898.

P. DRUDE. — Ueber die Messung electrischer Wellenlängen mittels der Quincke'schen Interferenzröhre (Sur la mesure de longueurs d'onde électriques au moyen du tube à interférences de Quincke). — P. 481.

Les ondes électriques envoyées par un excitateur de Righi pénètrent en partie dans un tube métallique qui se bifurque en deux directions, aboutissant à une même tubulure t ; l'une des branches a une longueur constante, l'autre une longueur variable, comme le trombone à coulisse ou le tube de Kœnig, pour mesurer la longueur d'ondes acoustiques ; suivant que les chemins parcourus par les deux portions d'onde seront différents d'un nombre pair ou impair de demi-longueurs d'onde, les deux portions d'onde s'ajouteront ou se retrancheront, et on observera à l'extrémité t un maximum ou un minimum d'action électrique.

Pour déceler cette action, on emploie un coherer analogue à celui de Marconi, mais formé d'un tube de verre de 10 centimètres de longueur environ, rempli de petites vis en fer d'égales dimensions ; l'expérience a montré que la diminution de résistance sous l'influence de l'étincelle excitatrice est suffisamment régulière.

Le résultat le plus remarquable, mais aussi le plus déconcertant de

cette étude, est que les longueurs d'onde des ondes envoyées par un excitateur de Righi, et mesurées par le tube de Quincke, dépendent du diamètre de celui-ci.

Dans les recherches de l'auteur, la longueur d'onde est sensiblement le double du diamètre du tube.

Un changement de grosseur ou de longueur des parties métalliques du coherer n'influe pas sur la longueur d'onde.

P. DRUDE. — Ueber die Absorption kurzer electrischer Wellen durch Wasser (Sur l'absorption de courtes ondulations électriques par l'eau). — P. 499.

On mesure, à l'aide du coherer muni de son galvanomètre, l'énergie des ondes électriques envoyées par un excitateur de Righi à travers une auge en verre contenant de l'eau et fermée de part et d'autre par des plaques parallèles de verre.

L'énergie des ondes décroît d'une façon continue avec la longueur traversée, ce qui ne peut s'expliquer que par une *absorption* et exclut toute interprétation uniquement fondée sur les réflexions successives (anneaux de Newton).

L'auteur conclut que l'absorption électrique de l'eau croît lorsque la longueur d'onde diminue; elle est très notable pour $\lambda = 10$ centimètres.

Les ondulations qui se sont réfléchies sur des masses métalliques seraient plus longues que celles qui sont émises directement par l'excitateur.

P. LENARD. — Ueber das Verhalten von Kathodenstrahlen parallel zu electrischer Kraft (Sur l'attitude des rayons cathodiques parallèles à la force électrique). — P. 504.

Les rayons cathodiques traversent un condensateur placé suivant les lignes de force, et on mesure leur déviabilité sous l'action d'un champ magnétique et d'un champ électrique; cette déviabilité est plus grande ou plus petite, suivant que le rayon et le champ électrique dans les condensateurs sont dirigés dans le même sens ou en sens opposé.

A. WEHNELT. — Dunkler Kathodenraum (Espace cathodique obscur). — P. 511.

Ces recherches démontrent que l'espace cathodique obscur se comporte comme un diélectrique, tel que la paraffine, par rapport à la décharge; si l'anode et la cathode sont séparées complètement par l'espace cathodique obscur, la décharge est nettement disruptive; en particulier, elle présente les propriétés de l'étincelle dans certaines expériences hertziennes.

MM. Ebert et E. Wiedemann avaient montré que, si on remplaçait l'étincelle de l'excitateur par un tube de Geissler, le système de fils de Lecher perd toute trace de résonance, quel que soit le potentiel explosif; l'auteur démontre qu'en diminuant suffisamment la pression dans le tube, la résonance réapparaît avec intensité (1); d'autres expériences sont faites pour confirmer la proposition.

Dans une autre série d'expériences, on déplace la cathode et l'anode l'une par rapport à l'autre, et l'on mesure le potentiel explosif. L'anode est un point, la cathode est un plan, ou réciproquement. Je ne citerai que ce résultat curieux, qu'une diminution de distance explosive augmente le potentiel explosif, quand l'anode est dans l'espace obscur.

Les inversions de sens de la soupape électrique que forme le tube à vide sont corrélatives de la proposition énoncée.

D'après une série d'expériences sur des tubes de diamètres différents, les espaces obscurs produits par les parois des tubes voisines de la cathode exerceraient une très forte résistance au passage de la décharge qui provient de l'anode, de sorte que la décharge ne pourrait se frayer un chemin dans l'espace non occupé par les espaces obscurs secondaires.

Les rayons de Röntgen se produisent toujours dans les tubes à décharge, quand le passage de l'électricité se fait sous forme de

---

(1) Ces faits sont conformes aux considérations que nous avons exposées sur le fonctionnement de l'excitateur de Hertz (*C. R.*, mars 1897; — *Arch. des Sc. phys. de Genève*, mai 1897). D'après ces idées, la vibration de l'excitateur de Hertz serait d'autant plus voisine d'une vibration pendulaire amortie que la masse de diélectrique à échauffer serait moins considérable pour la même dépense d'énergie électrique. Pour les mêmes raisons, je crois, contrairement à ce que pense l'auteur (p. 519), que cette résonance est due à l'augmentation du potentiel explosif et à la diminution de la masse de diélectrique.

R. S.

décharges par étincelle fortement amortie, sans qu'il soit nécessaire de faire éclater une étincelle secondaire.

R. SWYNGEDAUW.

R. SWYNGEDAUW. — Ueber die Funkenentladung. Antwort an Hrn G. Jaumann (Sur la décharge par étincelle. Réponse à M. G. Jaumann). — P. 543.

L'auteur répond au mémoire de M. Jaumann (1).

1° Les expériences que M. Jaumann y expose, dans le but de combattre l'égalité des potentiels explosifs statique et dynamique, sont, au contraire, une confirmation de cette égalité; l'interprétation de ces expériences repose sur une propriété des excitateurs dissymétriques, qui avait échappé à M. Jaumann.

2° On réfute les expériences tendant à démontrer que des variations rapides de potentiel abaissent le potentiel explosif d'un excitateur.

K. WESENDONCK. — Ueber die Wirkung von Flammengasen auf leuchtende electrische Entladungen (Sur l'action des gaz des flammes sur les décharges électriques lumineuses). — P. 553-566.

On a souvent remarqué que les hautes cheminées sont rarement frappées par la foudre. M. Wesendonck a recherché si cette particularité est due à une action spéciale des gaz provenant de la combustion. Il s'est servi, à cet effet, d'un système d'appareils, faciles à imaginer, représentant un nuage chargé en présence d'une cheminée munie d'un paratonnerre. Il résulte de ses observations que, loin d'avoir une influence préservatrice, les gaz provenant des combustions favorisent la transformation des lueurs électriques en aigrettes et en étincelles. La question est, d'ailleurs, assez complexe, car les effets observés varient avec la température et la vitesse d'écoulement des corps gazeux.

M. Wesendonck a aussi établi qu'un courant de gaz provenant des flammes, ou même simplement un courant d'air, peut produire sur les décharges électriques des effets anologues à ceux qu'ont observés MM. Sella et Majorana (2), sous l'influence des rayons Rönt-

(1) *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 398. — *J. de Phys.*, ce vol., p. 109.

(2) SELLA et MAJORANA, *Rendiconti della R. Accad. dei Lincei*, 5e série, t. V, p. 323; 1896.

gen et des rayons ultra-violets, et M. Garbasso [1], sous l'influence directe des flammes. Cette constatation semblerait devoir faire rejeter l'hypothèse de la dissociation des molécules gazeuses invoquée par MM. Sella et Majorana dans le cas qu'ils ont étudié.

L. ARONS. — Mikroskopische Beobachtung von Wechselcontacten (Cohärer). [Observation au microscope des contacts variables (cohéreurs)]. — P. 567-571.

M. Arons s'est aidé du microscope pour décider si la variation de résistance des poudres métalliques sous l'influence des oscillations électriques résulte d'un simple phénomène mécanique de contact ou d'un phénomène électrique de la nature de l'étincelle. Son cohéreur consiste en une feuille d'étain dans laquelle est faite une petite coupure sur laquelle on dépose une trace de poudre métallique; une gouttelette de baume du Canada recouvre la poudre, et on écrase le tout sous une lamelle de verre.

On observe au microscope des mouvements violents des particules métalliques et de vives étincelles, lorsqu'on soumet la préparation à l'action des oscillations électriques produites dans un système de fils de Lecher. On peut ordinairement supprimer le contact établi au moyen de chocs donnés au cohéreur ; cependant, dans le cas de la limaille de laiton, il se forme des ponts persistants, les grains étant comme soudés entre eux et leur surface oxydée.

Selon M. Arons, les oscillations électriques ont, en même temps que la propriété d'établir ces contacts, la propriété opposée de détruire les contacts déjà établis et, dans la pratique, on observerait généralement un effet résultant de la superposition des deux précédents, le premier l'emportant sur le second.

W. JAEGER et St. LINDECK. — Ueber die Constanz von Normalwiderständen aus Manganin (Sur la constance des résistances normales en manganine). — P. 572-589.

Suite du travail d'établissement de résistances-étalons dont il a déjà été rendu compte ici [2]. On a fait 5 étalons prototypes en mer-

---

(1) GARBASSO, *Nuovo Cimento*, 4e série, t. IV, p. 24; 1896.
(2) Voir p. 435 de ce volume.

cure, puis un grand nombre de copies en mercure et un plus grand nombre de copies en fil de manganine.

On sait que la manganine présente l'avantage d'un coefficient de température très faible. La constance des copies de manganine, observée sur une durée de cinq années, s'est montrée supérieure à celle des copies de mercure ; sauf quelques exceptions, les résistances de manganine n'ont, en effet, varié, dans ce laps de temps, que de quelques cent-millièmes seulement.

Les copies en mercure ont une tendance générale à diminuer de résistance d'une façon légère et progressive, tandis que la tendance inverse s'observe chez les fils de manganine.

L. ARONS. — Einfache analytische Behandlung eines schematischen Falles electromagnetischer Schirmwirkung (Solution analytique simple d'un cas schématique de l'effet d'écran électromagnétique). — P. 590-594.

Calculs relatifs à des problèmes classiques d'induction électromagnétique.

H. Bagard.

A. TROWBRIDGE. — Ueber die Dispersion des Sylvins und das Reflexionsvermögen der Metalle (Sur la dispersion de la sylvine et le pouvoir réflecteur des métaux). — P. 595-620.

M. Trowbridge a utilisé, dans ses recherches sur le pouvoir réflecteur des métaux dans l'infra-rouge, des prismes de sylvine. Il a étudié directement, au préalable, la loi de dispersion de cette substance pour l'infra-rouge jusqu'à $\lambda = 15\mu$, les travaux antérieurs laissant, en effet, subsister dans cette région un intervalle pour lequel les mesures directes faisaient défaut.

1° La méthode expérimentale employée pour l'étude de la *dispersion de la sylvine* est décrite avec détails ; elle dérive de celle que Langley a employée pour le sel gemme. Un spectroscope à réseau ou une fente remplace l'oculaire dans une série de radiations de longueurs d'onde connues, dont on étudie la réfraction à travers un prisme de la substance à étudier.

L'appareil est ainsi formé de deux spectroscopes successifs : ce sont, bien entendu, des spectroscopes à miroirs concaves d'argent. A noter, en particulier, l'application du procédé de Wadsworth [1] au

[1] *Phil. Mag.*, t. XXXVIII, p. 337 ; 1894.

spectroscope à prisme, et l'utilisation, comme appareil récepteur, du radiomètre de Nichols. On trouvera, page 605, quelques détails sur l'installation de cet appareil.

On trouve ainsi, pour la dispersion de la sylvine, depuis le spectre visible jusqu'à $\lambda = 15\mu$, une courbe régulière. Les résultats concordent bien avec les mesures antérieures et sont représentés, d'une façon satisfaisante, par la formule du type Ketteler-Helmholtz dont les constantes avaient été calculées antérieurement par Rubens et Nichols.

2° *Pouvoirs réflecteurs des métaux.* — Jusqu'à $\lambda = 9\mu$, M. Trowbridge a employé un spectroscope à prisme de fluorine, et de 9μ à 15μ un dispositif formé de deux spectroscopes successifs à prismes de fluorine. Le pouvoir réflecteur de divers métaux a été comparé à celui de l'argent. Pour ce métal, l'auteur admet jusqu'à 9μ les valeurs déterminées par Nichols ; et, à partir de là, un pouvoir réflecteur égal à l'unité.

Les résultats se rapportent à l'or, le cuivre, le fer, le nickel, le laiton, le métal des miroirs. Malgré quelques irrégularités, on remarque, sur les courbes représentant le pouvoir réflecteur en fonction de la longueur d'onde, un accroissement progressif à mesure qu'on avance dans l'infra-rouge (on n'observe pas de variations très rapides, comme c'est le cas du quartz ou des substances douées de réflexion sélective). En second lieu, les meilleurs miroirs sont formés par les métaux bons conducteurs. Ces résultats viennent ainsi généraliser et préciser des règles indiquées respectivement par La Provostaye et Desains, et par Rubens.

Parmi les irrégularités, l'auteur signale un minimum pour l'*or* vers $2\mu,75$; et, pour les deux métaux magnétiques, fer et nickel, un minimum vers 9μ.

A. Cotton.

A. WITTING. — Zur Galvanometrie rascher stossweise erfolgender Entladungen (Sur la galvanométrie des décharges rapides, sous forme de chocs). — P. 621-628.

M. Witting applique le galvanomètre de Wiedemann à la mesure des courants de décharge très rapides auxquels correspondent les étincelles des machines à influence à plateaux multiples. Il utilise, à cet effet, les méthodes dites de multiplication et de réflexion, ima-

ginées par Weber [1] et Tœpler [2]; elles consistent à produire l'inversion automatique des courants dans le multiplicateur du galvanomètre, à des phases déterminées des oscillations de l'aiguille.

Supposons d'abord qu'on lance simplement les courants de décharge à travers le galvanomètre, dans un sens déterminé; l'aiguille est déviée de sa position d'équilibre, de son zéro A, et se met à osciller autour d'une position B, différente de A. Imaginons maintenant qu'on produise une commutation à chaque instant précis où la vitesse de l'aiguille s'annulerait, à la distance maximum de A, dans le mouvement d'oscillation précédent; on obtient alors des oscillations d'amplitude plus grande, symétriques par rapport à A. C'est la méthode de multiplication simple.

Si la commutation est faite aux instants où l'aiguille viendrait à sa distance minimum de A dans son mode primitif d'oscillation, on obtient encore un mouvement d'oscillation de part et d'autre de A; c'est le cas de la réflexion simple. Enfin on peut encore produire l'inversion, non pas à chacun des instants précédents, mais à ceux d'entre eux que séparent des nombres déterminés d'oscillations complètes de l'aiguille.

Ces procédés ont donné de bons résultats à M. Witting; non seulement les élongations sont ainsi plus faciles à observer, mais on obtient de bonnes moyennes pour les courants plus ou moins variables qu'on mesure.

M. Witting, en opérant sur une machine de Tœpler à vingt plateaux, avec un multiplicateur portant une centaine de tours d'un fil épais bien isolé, a pu vérifier que l'intensité du courant, fourni par une telle machine, est, dans de larges limites, indépendante de la résistance du circuit extérieur et de la distance explosive, et proportionnelle à la vitesse angulaire des plateaux.

M. MARGULES. — Auflösung von Platin und Gold in Electrolyten (Dissolution du platine et de l'or dans les électrolytes). — P. 629-634.

Une auge à décomposition est mise en dérivation entre les deux extrémités du fil d'un électro-aimant; le circuit extérieur porte son interrupteur à marteau et deux éléments Daniell. Avec ce simple

---

(1) W. Weber, *Abhandl. d. k. Sächs. Gesellsch. d. Wiss.*, t. I, p. 341.
(2) A. Tœpler, *Tagebl. d. 51. Vers. d. Naturf. u. Aertze in Cassell*, 1878.

dispositif on observe la dissolution du platine et de l'or dans les acides chlorhydrique, azotique et sulfurique ou dans les lessives de potasse et de soude. L'auteur explique de la façon suivante cette dissolution, qui ne se produit que sur l'électrode qui est anode pour le courant continu de la pile.

Chaque fois que le contact est interrompu, l'extra-courant d'ouverture, qui traverse l'auge en sens inverse du courant continu, communiquerait à l'anode une porosité suffisante pour lui permettre de se combiner à l'anion sous l'action du courant continu qui suit immédiatement.

On obtiendrait le même résultat en intercalant l'auge à décomposition entre le marteau et l'enclume de l'interrupteur.

W. SCHAUFELBERGER. — Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Quincke : Die Klebrigkeit isolirender Flüssigkeiten im Constanten electrischen Felde (Remarques sur le travail de M. Quincke : La viscosité des liquides isolants dans un champ électrique constant). — P. 635-640.

On admet, en général, que les diélectriques soumis à une polarisation alternative manifestent des phénomènes d'hystérésis. Selon l'auteur, l'amortissement des oscillations d'une sphère isolante dans un champ électrique constant, observé récemment par M. Quincke [1], pourrait bien être dû, sinon en totalité, du moins en grande partie, à l'hystérésis diélectrique du milieu liquide. Voici l'explication donnée par M. Schaufelberger :

Une sphère diélectrique, disposée dans un champ électrique primitivement uniforme, se polarise dans la direction des lignes de force. La charge de la sphère modifie le champ environnant et, par suite, la polarisation du liquide dans lequel elle est plongée. Quand la sphère a un mouvement périodique, la polarisation du milieu liquide subit des variations périodiques, ce qui entraînerait, par suite de l'hystérésis, la transformation d'une certaine quantité d'énergie. Des forces électriques interviendraient alors, d'une part s'opposant au mouvement de la sphère, et d'autre part provoquant un mouvement du liquide.

M. Schaufelberger appuie son opinion sur des considérations tirées du travail de M. Quincke.

H. BAGARD.

[1] Voir *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 703 ; 1897.

C. STUMPF et M. MEYER. — Erwiderung (Réplique). — P. 641-644.

F. MELDE. — Erwiderungen gegen Ant. Appun's Abhandlung. « Ueber Schwingungszahlenbestimmungen bei sehr hohen Tönen » (Réplique au travail d'Appun: Sur la détermination de la hauteur de sons très aigus). — P. 644-645.

Il s'agit encore des « diapasons-étalons » donnant des sons très aigus, que fabrique Appun. Stumpf et Meyer maintiennent [1], contrairement aux affirmations d'Appun [2], qu'il ne faut ajouter aucune foi aux indications portées par les instruments, et critiquent avec raison le procédé employé pour les obtenir, où intervient un calcul par trop simpliste.

De son côté, Melde a étudié ces instruments par des méthodes d'inscription et arrive au même résultat que Stumpf et Meyer (qui observaient à l'oreille les sons de différence). Le débat est donc clos.

A. Cotton.

H. STAIGMULLER. — Beiträge sur kinetischen Theorie mehratomiger Gase (Contribution à la théorie cinétique des gaz polyatomiques). — P. 655.

Considérons une molécule gazeuse formée de n atomes ; le mouvement de cette molécule est complètement déterminé lorsqu'on connaît à chaque instant les valeurs de $3n$ variables indépendantes. Ces variables se composent ici :

1° Des coordonnées x, y, z, d'un atome A ;

2° De trois angles φ, ψ, χ, qui fixent la position d'un plan passant par 3 atomes A, B, C ;

3° Des $(3n - 6)$ distances des autres atomes aux 3 atomes A, B, C.

L'auteur distingue deux groupes dans ces coordonnées.

1° Le groupe des coordonnées x, y, z, φ, ψ, χ, qui déterminent le mouvement dans l'espace de la molécule entière ; l'auteur les a nommées coordonnées *externes ;* leur nombre est égal à 6 ou à 5 ;

2° Le groupe des distances aux trois points A, B, C, qui ont reçu le nom de cordonnées *internes;* leur nombre est compris entre 0 et $3n - 6$ ou $3n - 5$.

Ceci posé, l'auteur fait les hypothèses suivantes :

(1) Stumpf et Meyer, *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 760 ; 1897 (*J. de Phys.*, VI, p. 649).
(2) Appun, *Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 409 ; 1898 (*J. de Phys.*, VII, p. 375).

Première hypothèse. — Les mouvements des atomes à l'intérieur de la molécule sont des mouvements pendulaires ; il en résulte que la valeur moyenne de l'énergie interne cinétique d'une molécule est égale à la valeur moyenne de son énergie interne potentielle.

Deuxième hypothèse. — Lorsque l'équilibre de température est établi dans le gaz, les forces vives qui correspondent aux $3n$ coordonnées considérées isolément ont toutes une seule et même valeur moyenne.

En partant de ces hypothèses et par des procédés de raisonnement souvent appliqués dans la théorie cinétique des gaz, M. Staigmüller exprime les deux chaleurs spécifiques des gaz en fonction du nombre des coordonnées externes et du nombre des coordonnées internes. Il applique les résultats fournis par la théorie générale au cas de divers gaz polyatomiques. Les valeurs ainsi obtenues du rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz concordent assez bien avec les nombres donnés par l'expérience.

H. STAIGMULLER. — Versuch einer theoretischen Ableitung der Constanten des Gesetzes von Dulong und Petit (Sur une méthode théorique donnant la valeur de la constante de la loi de Dulong et Petit). — P. 670.

L'auteur montre comment la théorie cinétique des gaz conduit à une expression de la loi de Dulong et Petit sur les chaleurs spécifiques.

W. WIEN. — Ueber die Fragen, welche die translatorische Bewegung des Lichtäthers betreffen (Sur les questions qui concernent le mouvement de translation de l'éther lumineux). — *En appendice, pagination spéciale.*

La question de savoir si l'éther lumineux participe ou non en partie aux mouvements des corps, et s'il a une mobilité propre, a été l'objet de nombreuses hypothèses et de nombreuses théories. Deux hypothèses principales se trouvent en présence :

1° L'éther lumineux a une mobilité propre ;

2° L'éther lumineux est immobile.

Première hypothèse. — Les mouvements de l'éther peuvent être assimilés aux mouvements d'un fluide.

Comme l'a remarqué Hertz, les mouvements de l'éther peuvent dans ce cas être étudiés au moyen des équations de Mavwell, à la condition de faire certaines hypothèses sur l'inertie de l'éther.

M. Wien examine deux cas particuliers : le premier est celui d'un double point électrisé qui porte à une distance infiniment petite des quantités égales d'électricité positive et d'électricité négative, qui augmentent proportionnellement avec le temps. L'application à ce cas des équations de Maxwell, en tenant compte du mouvement de l'éther, conduit à une proposition incompatible avec les principes de l'hydrodynamique. Le second est celui d'un point électrisé portant une certaine charge et qui se meut dans l'espace avec une vitesse constante. Si on néglige l'inertie de l'éther, on arrive à une loi du mouvement des masses électriques, mouvement qui ne dépend pas du mouvement de l'éther ; l'hypothèse de l'existence d'un tel mouvement n'est pas nécessaire dans ce cas. Il n'en est pas de même lorsqu'on admet pour l'éther une certaine inertie ; M. Wien a étudié complètement ce cas, et il a montré quel était l'ordre de grandeur que l'on devait attribuer, dans ce cas, à la densité de l'éther.

L'auteur étudie également d'une manière complète la réflexion à la surface d'un milieu transparent mis en mouvement. Les conclusions de la théorie ne permettent pas d'expliquer l'altération du rayon produite par le mouvement.

Deuxième hypothèse. — L'hypothèse d'un éther immobile a été plus particulièrement énoncée par Fresnel, qui s'est cependant préoccupé de l'entraînement partiel de l'éther. Cet entraînement se produit seulement à l'intérieur des corps pesants ; toutefois on peut, dans ce cas, supposer l'éther immobile et admettre que ce qui est transporté, c'est la partie de l'énergie électro-magnétique qui adhère aux corps pondérables. C'est ce qu'ont admis divers physiciens, parmi lesquels nous citerons Lorentz. Celui-ci a déduit, comme conséquences d'un même principe, les coefficients de translation de l'éther donnés par Fresnel, l'aberration et le principe de Doppler-Fizeau.

Ce principe fondamental est le suivant :

Les équations des petits mouvements, applicables pour les corps en repos, le sont aux corps en mouvement, à la condition de remplacer la variable t par l'expression $t - t_1 vA$, dans laquelle t_1 représente le temps nécessaire à la lumière pour passer (dans l'éther libre) d'un point fixe à un point quelconque, et vA est le rapport entre la vitesse du corps et la vitesse de la lumière.

En partant de là, Lorentz montre que l'influence du mouvement de la terre se fait sentir seulement dans l'aberration et nullement

dans la déviation par le prisme ou dans la détermination des longueurs d'onde au moyen des réseaux. De même, un courant stationnaire ne produit aucune induction sur un autre fil, par suite du mouvement de la terre; en effet, le mouvement engendre une charge électrostatique, qui compense l'action d'induction. Enfin, dans les phénomènes d'induction, l'influence du mouvement de la terre est seulement de l'ordre de v^2A^2, c'est-à-dire, d'après la définition de vA, complètement négligeable au point de vue expérimental.

M. Wien signale ici une contradiction de la théorie de Lorentz. Considérons dans l'éther libre un corps ayant la forme d'une plaque mince dont les deux faces n'ont pas le même pouvoir émissif pour la chaleur. Comme, d'après la théorie de Maxwell, les rayons émis exercent une pression sur la surface, cette pression est plus forte sur l'une des faces que sur l'autre, et le corps se met en mouvement sous l'action de sa propre énergie interne. Or cette conséquence est en opposition avec le principe de la conservation du mouvement du centre de gravité, si on suppose l'éther immobile; cette difficulté est, au contraire, supprimée si on admet que l'éther est mobile et qu'il possède une certaine inertie.

M. Wien termine son mémoire en indiquant un certain nombre d'expériences, qui peuvent s'expliquer en admettant que l'éther est en repos. Ces expériences appartiennent à deux groupes principaux :

1° Les expériences qui ont conduit à un résultat positif ;

2° Les expériences qui ont conduit à un résultat négatif.

Expériences qui ont conduit à un résultat positif. — 1° L'aberration de la lumière des étoiles fixes : L'hypothèse faite par H.-A. Lorentz d'un éther en repos a écarté toutes les difficultés présentées par la théorie des ondulations ;

2° Le principe de Doppler-Fizeau ;

3° Les expériences de Fizeau reprises par Michelson et Morley : Un rayon lumineux qui traverse de l'eau qui s'écoule dans la direction de son mouvement subit une accélération de $1 + v\left[1 - \frac{n^2}{1}\right]$, où v représente la vitesse du courant d'eau, et n l'indice de réfraction de l'eau. Ce résultat s'explique très bien dans l'hypothèse d'un éther en repos.

Expériences qui ont conduit à un résultat négatif. — 1° Les expériences d'Arago : Le mouvement de la terre influe-t-il sur l'indice de réfraction de la lumière venant des étoiles fixes ;

2° Les expériences d'interférence de Ketteler : Dans un réfracteur interférentiel, l'un des rayons a sa marche retardée, l'autre a sa marche accélérée par suite du mouvement de la terre ; les bandes d'interférence ne sont pas modifiées ;

3° Les recherches de Klinkerfuss, entreprises dans le but de savoir si le mouvement de la terre influe sur la position de la ligne d'absorption de la vapeur de sodium ;

4° Expériences de Des Coudres : L'induction de deux bobines sur une troisième est la même, que la direction de l'induction de chaque bobine soit dans la direction du mouvement de la terre ou perpendiculaire à cette direction ;

5° Expériences de Lodge : Influence du mouvement de masses pesantes ou magnétiques sur l'éther environnant ;

6° Expériences de Zehnder : l'éther n'est pas entraîné par le mouvement d'un piston dans un espace vide ;

7° Expériences de Mascart : La rotation du plan de polarisation dans le quartz est la même, si les rayons incidents sont dirigés dans le sens du mouvement de la terre ou en sens inverse ;

8° Expériences de Röntgen : par suite du mouvement de la terre des forces magnétiques ne sont pas produites par un condensateur chargé.

9° Expériences de Fizeau sur l'influence qu'a le mouvement de la terre sur la rotation du plan de polarisation par des piles de glace.

Nous n'avons énuméré toutes ces expériences qu'afin de bien montrer toute l'importance du travail de M. Wien, qui est, en somme, un résumé très complet des nombreux mémoires parus sur cette question de l'entraînement de l'éther lumineux.

L. Marchis.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

5e série, t. XLV; juin 1898.

TOWNSEND. — Applications of Diffusion to Conducting Gases (Applications de la diffusion aux gaz conducteurs). — P. 469.

1° Un mélange de deux gaz A et B étant contenu dans un vase dont les parois absorbent A, de manière que la pression de A reste nulle à la surface, la pression p de A varie dans le temps et dans l'espace

en satisfaisant à la relation

$$k\left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial r^2}\right)=\frac{\partial p}{\partial t},$$

avec les conditions aux limites; on peut dans le cas où les parois sont deux plans parallèles, ou un cylindre ou une sphère, trouver l'expression de p et, par suite, le rapport $\frac{q_t}{q_0}$ de la masse de gaz A disséminée dans B au bout du temps t à la masse initiale.

2° Un gaz conducteur est un mélange de molécules B de ce gaz et d'ions A de ce gaz, où la valeur de k est $\frac{300Vp_0}{Ne}$.

V = vitesse de l'ion sous l'influence d'une force de 1 volt par centimètre;
e = charge électrique d'un ion;
N = nombre de molécules du gaz par centimètre cube.

On applique alors les résultats du § 1 pour avoir la perte de conductibilité d'un gaz conducteur abandonné à lui-même sans force électromotrice dans un vase ou bien circulant avec une vitesse uniforme dans un tube.

E. Perreau.

Lewis WRIGHT. — On Microscopic Images and Vision (Images microscopiques et vision). — P. 481.

D'après la théorie ordinaire de la diffraction, le pouvoir séparateur d'un microscope dépend de la grandeur et de la forme de l'ouverture de l'objectif.

M. Wright montre que, pratiquement, à cause de l'éclairement du fond, le pouvoir séparateur varie avec la manière dont l'objet est éclairé; un éclairage en lumière convergente donne une plus grande netteté des contours d'un objet opaque; un éclairage en lumière parallèle donne plus de contrastes entre les diverses parties d'un objet translucide.

E. Perreau.

WOOD. — Phase Reversal Zones Plates and Diffraction Telescopes (Plaques à zones à changement de signe de la phase et Télescopes à diffraction). — P. 511.

M. Soret a construit des plaques où des circonférences concentriques dont les rayons étaient égaux aux racines carrées des nombres entiers successifs, limitaient des anneaux alternativement transparents et opaques. De telles plaques convergent, comme on sait, la lumière parallèle en des foyers distants de la plaque de

$$\frac{a^2}{\lambda}, \frac{a^2}{3\lambda}, \frac{a^2}{5\lambda} \cdots (a = \text{rayon du cercle central}).$$

Si les anneaux impairs, au lieu d'arrêter la lumière, la transmettent en changeant sa phase de signe, on aura en ces points un éclairement quadruple.

Ce sont de telles plaques que M. Wood a réussi à faire. Un dessin à grande échelle était fait sur une feuille de 1 mètre carré. On a photographié ce dessin avec un objectif Zeiss pour avoir des plaques de distance focale de 10 mètres à 1/2 mètre et ensuite avec un objectif de microscope de 2 centimètres de foyer pour avoir des plaques de distance focale de 10 centimètres à 3 centimètres.

Avec ces négatifs ainsi obtenus on faisait des positifs sur des plaques de verre recouvertes d'une mince couche de gélatine bichromatée. Ce sont ces positifs que M. Wood a utilisé et dont il s'est servi pour faire des objectifs ou des oculaires de lunettes, voire des objectifs photographiques. Il faut remarquer que ces plaques ont un foyer pour chaque couleur.

M. Wood a aussi fait de la même manière des réseaux où les parties opaques sont remplacées par des pellicules transparentes et retrouvé les résultats que M. Quincke avait obtenus avec des réseaux de même nature, mais obtenus d'une autre manière.

Se rappelant que M. Quincke a montré que, si on argente une partie de la face hypoténuse d'un prisme, la lumière réfléchie par la portion argentée et la lumière réfléchie par le verre présentent une différence de phase, M. Wood a fait en sorte que cette face hypoténuse soit une plaque à zones ; pour cela, une plaque de verre polie et argentée était recouverte d'une mince couche de gélatine bichromatée et devenait un positif à la manière ordinaire. L'argent à nu était ensuite transformé en iodure d'Ag qu'on dissolvait dans de

l'hyposulfite de soude. On obtenait aussi une plaque à zones que l'on collait verre contre verre sur la face hypothénuse d'un prisme au moyen de baume de Canada.

A cause de la réflexion à 45°, le négatif employé avait été obtenu en faisant la photographie du dessin original incliné à 45°. Les circonférences sont remplacées par des ellipses.

Cet appareil donne des images beaucoup plus brillantes que celles obtenues par réflexion directe sur la plaque à zones. M. Wood a aussi fait des observations en lumière polarisée qu'il se propose de compléter. Il cherche aussi à fabriquer des plaques où les différents anneaux produisent des retards variables, de façon que toute la lumière se concentre en un point unique.

E. Perreau.

Lord RAYLEIGH. — Note on the Pressure of Radiation showing an apparent Failure of the usual Electromagnetic Equations (Sur la pression de radiation : Défaut apparent des équations électro-magnétiques habituelles). — P. 522.

D'après Boltzmann et Wien, la différentielle de l'énergie rayonnée par un corps noir à la température absolue θ est :

$$\theta^5 \varphi(\theta\lambda)\, d\lambda,$$

φ étant une fonction de la seule variable $\theta\lambda$.

Dans l'établissement de cette formule on admet que la pression de radiation est le $\frac{1}{3}$ de la densité de l'énergie, lorsque la radiation est uniforme dans toutes les directions.

D'autre part, J.-J. Thomson (*Elements of Electricity and Magnetism*, § 241) a calculé au moyen des équations de l'électromagnétisme, dans le cas où des ondes planes électriques tombent normalement sur un réflecteur métallique plan, la densité de l'énergie dans le voisinage du réflecteur et la pression de radiation :

$$d = \text{densité de l'énergie} = \frac{1}{16\pi} \beta^2_{max},$$

$$p = \text{pression de radiation} = \frac{\mu}{16\pi} \beta^2_{max},$$

β = force magnétique,

μ = perméabilité du réflecteur.

Si $\mu = 1$, on a bien $p = \frac{d}{3}$ pour une radiation uniforme dans toutes les directions.

Si μ est différent de 1, la pression de radiation semble, d'après ces égalités, dépendre de μ, ce qui ne doit pas être ; lord Rayleigh signale cette anomalie.

E. Perreau.

Hamilton DICKSON. — The Reduction to normal Air Temperatures of the Platinum Temperature in the Low Temperature Researches of Professors Dewar and Fleming (Réduction à la température normale air de la température platine dans les recherches des professeurs Dewar et Fleming). — P. 525.

Dans les expériences de Dewar et Fleming, la résistance du fil de Pt et la température platine étaient reliées par la relation

$$R = 0,010975\,(t_p + 283).$$

M. Dickson calcule alors, au moyen de sa formule (1)

$$(R + 20,529023)^2 = 0,53270015\,(t + 1048,4396),$$

la température normale air correspondante.

E. Perreau.

DONNAN. — The Thomson Effect in a Binary Electrolyte (Effet Thomson dans un électrolyte binaire). — P. 529.

Nernst et Plank ont établi que dans un électrolyte :

$$\frac{de}{dx} = \frac{1}{2\omega\varepsilon\alpha c}\,\frac{v - u}{v + u}\,\frac{dp}{dx}.$$

e = potentiel électrique, p = pression osmotique, c = concentration en grammes-molécules par litre, α = degré de dissociation électrolytique, ω = valence d'un ion, ε = quantité d'électricité portée par un ion monovalent, u et v = vitesses du cathion et de l'anion.

Soit x, compté dans la direction des températures croissantes ; on a :

$$\frac{de}{dt} = \frac{1}{2\omega\varepsilon\alpha c}\,\frac{v - u}{v + u}\,\frac{dp}{dt};$$

(1) *Phil. Mag.*, décembre 1897. — *J. de Phys.*, ce vol., p. 167.

et comme

$$p = 2\alpha c R t, \qquad R = \text{constante des gaz}$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{R}{\omega e}(1 - 2n)\left(1 + \frac{t}{\alpha}\frac{d\alpha}{dt}\right).$$

$$1 - 2n = \frac{v - u}{v + u}$$

u = Cte de migration des cathions.

Si la dissociation est complète

$$\frac{de}{dt} = \frac{R}{\omega e}(1 - 2n).$$

On voit qu'alors l'effet Thomson est indépendant de la concentration.

Si on a un électrolyte binaire complètement dissocié dont les deux extrémités sont à des températures t_1 et t_2, l'effet Thomson initial total sera :

$$e = \frac{R}{\omega \varepsilon}\int_{t_1}^{t_2}(1 - 2n)\,dt.$$

et si n est indépendant de la température,

$$e = \frac{R}{\omega \varepsilon}(1 - 2n)(t_2 - t_1).$$

Avec LiOH, en supposant $1 - 2n = 0{,}7$, $t_2 - t_1 = 100$, on a : $e = 0{,}006$ volt.

E. PERREAU.

JOHNSTONE STONEY. — Evidence that Rontgen Rays are Ordinary Light (Les rayons Rontgen sont de la lumière ordinaire). — P. 532.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique;

7e série, octobre 1898.

L. DÉCOMBE. — *Résonance multiple des oscillations électriques*, p. 156.

The Physical Review;

T. VII, n° 1 ; juillet 1898.

Ewin-S. Perry. — *Sur la relation entre la pression, le courant et la luminosité des spectres des gaz purs dans les tubes à vide*, p. 1.

C. Barus. — *Galvanomètre balistique avec un système de torsion compensé (counter-twisted)*, p. 10.

J.-S. Stevens. — *Application des méthodes interférentielles à l'étude des changements produits dans les métaux par l'aimantation*, p. 19.

J.-N. Le Conte. — *Analyseur harmonique*, p. 29.

W.-P. Boynton. — *Étude quantitative d'une bobine d'induction à haute fréquence*, p. 35.

T. VII, n° 2; août 1898.

Edward Rhoads. — *Effet de la structure fibreuse de la tôle de fer sur les changements de longueur produits par l'aimantation*, p. 65.

J.-A. Switzer. — *Méthode pratique pour tracer les courbes de courants variables*, p. 83.

Edward Nichols et Ernest Merritt. — *Photographie des flammes manométriques*, p. 93.

Lizzie Rebecca Laird. — *Sur la période d'un fil vibrant dans un liquide*, p. 102.

Ernest Merritt. — *Illustration mécanique simple d'une énergie potentielle apparente qui est, en réalité, de l'énergie cinétique*, p. 106.

James E. Boyd. — *Résistance du corps humain aux courants continus et alternatifs*, p. 115.

Samuel Sheldon et G.-M. Downing. — *Effet électromagnétique des courants électrolytiques*, p. 122.

Philosophical Magazine;

5e série, t. LXVI ; octobre 1898.

W.-E. Ayrton et T. Mather. — *Galvanomètres*. Troisième mémoire, p. 349.

R.-W. Wood. — *Dispersion anomale de la cyanine*, p. 380.

Alan A. Campbell Swinton. — *Sur la circulation de la matière gazeuse résiduelle dans un tube de Crookes*, p. 387.

Alan A. Campbell Swinton. — *Quelques expériences complémentaires sur la circulation de la matière gazeuse résiduelle dans un tube de Crookes*, p. 393.

Arthur Schuster. — *Effets possibles de l'aimantation solaire sur les variations périodiques du magnétisme terrestre*, p. 395.

Herbert Jackson. — *Sur la phosphorescence*, p. 402.

Oliver Lodge. — *Sur la question de la vitesse absolue et sur la fonction mécanique de l'éther, avec quelques remarques sur la pression de radiation*, p. 414.

A. Gray. — *Calcul de la résistance apparente de fils minces par des courants alternatifs à fréquence rapide*, p. 426.

Novembre 1898.

J. Henry. — *Dérivation, par des forces magnétiques, de la décharge électrique à travers les gaz*, p. 429.

Albert Griffiths. — *Diffusion par convection* (*Diffusive convection*), p. 453.

F.-G. Donnan. — *Théorie de l'effet Hall dans un électrolyte binaire*, p. 465.

James Walker. — *Sur la largeur admissible de la fente dans les expériences d'interférence*, p. 472.

J.-L.-W. Gill. — *Distribution de l'induction magnétique dans des barres de fer rectilignes*, p. 478.

Lord Kelvin. — *La continuité dans la théorie ondulatoire des ondes de condensation et raréfaction dans les gaz, les liquides et les solides, des ondes de distorsion dans les solides, des ondes électriques dans toutes les substances capables de les transmettre, et de la chaleur rayonnante, de la lumière visible et de la lumière ultra-violette*, p. 494.

F.-B. Fawcett. — *Sur les grandes résistances étalons*, p. 500.

George Wilson. — *Note sur les rayons continus*, p. 503.

Wiedemann's Annalen ;

T. LXVI, n° 9 ; 1898.

A. Winkelmann. — *Sur les courants électriques produits par les rayons X de Röntgen*, p. 1.

F. Niethammer. — *Quelques recherches expérimentales sur l'hystérésis magnétique*, p. 29.

H. Starke. — *Sur la réflexion des rayons cathodiques*, p. 49.

E. Wiedemann. — *Transformation de l'énergie des rayons cathodiques en énergie de rayons lumineux*, p. 61.

J. Ritter von Geitler. — *Sur la diversité de nature physique des rayons cathodiques et des rayons de Röntgen*, p. 74.

D.-E. Tollenaar. — *Remarques sur le travail de M. E. Wiedemann sur l'influence réciproque des diverses parties d'une cathode*, p. 83.

W. Stewart. — *Sur la polarisation des fils de platine et de palladium portés à l'incandescence par le courant*, p. 88.

O. Wiedeburg. — *Mesures comparatives de radiation calorifique*, p. 92.

L. Sohncke. — *Sur le changement de la chaleur spécifique avec la température*, p. 111.

Anton Abt. — *Comparaison de deux espèces d'acier entre elles, et avec le nickel et la magnétite de Moravicza, au point de vue de leur magnétisme rémanent*, p. 116.

K. Wesendonck. — *Quelques observations sur le pouvoir conducteur des gaz des flammes*, p. 121.

D. van Gulik. — *Sur la cause des variations de résistance découvertes par Branly*, p. 136.

E. Dorn. — *Quelques remarques sur les tubes à poudres*, p. 146.

O. Neovius. — *Sur la présence probable d'un corps inconnu jusqu'ici dans l'atmosphère*, p. 162.

J. Zenneck. — *Une expérience sur les plaques vibrantes circulaires*, p. 170.

T. LXVI, n° 10; 1898.

F. Richarz et O. Krigar-Menzel. — *Constante de gravitation et densité moyenne de la terre, déterminées par des pesées*, p. 177.

P. Volkmann. — *Etudes sur la tension superficielle de l'eau dans des tubes capillaires étroits*, p. 194.

F.-A. Schulze. — *Sur une méthode de détermination de la conductibilité calorifique des corps solides*, p. 207.

W. Hoffmann. — *Détermination du coefficient d'augmentation de pression de l'air et de la différence entre les deux coefficients de dilatation à volume constant et à pression constante*, p. 224.

U. Behn. — *Sur la chaleur spécifique de quelques métaux aux basses températures*, p. 237.

J. Stark. — *Sur la distribution du courant dans les milieux intermédiaires*, p. 245.

J.-A. Erskine. — *Sur l'action réciproque de deux circuits et son application à la détermination des constantes diélectriques*, p. 269.

E. Aschkinass. — *Etude théorique et expérimentale sur les radio-conducteurs*, p. 284.

K. Waitz. — *Action d'une fente sur les ondes hertziennes*, p. 308.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Mesures électriques et thermiques sur les tubes à décharge*, p. 314.

K. Wesendonck. — *Sur la décharge par les pointes dans le cas de courants électriques alternatifs à fréquence rapide*, p. 341.

R. Straubel. — *Sur un défaut de taille dans le prisme*, p. 346.

R. Straubel. — *Un appareil permettant d'éclairer avec de la lumière monochromatique, avec des fentes solides*, p. 359.

SUR UN NOUVEL ÉLECTRODYNAMOMÈTRE ABSOLU ;

Par M. Marcel DEPREZ.

Le seul instrument qui permette de mesurer directement l'intensité d'un courant en unités absolues est l'électrodynamomètre. La boussole des tangentes, en effet, ne mérite pas le nom d'*instrument absolu*, parce qu'elle exige la connaissance de l'intensité du magnétisme terrestre à l'endroit où se fait l'expérience. Dans l'électrodynamomètre, au contraire, il suffit de connaître les dimensions exactes de l'enroulement des bobines, le moment d'inertie des pièces mobiles et la durée de leurs oscillations; lorsqu'elles sont soumises à la seule influence des forces élastiques (que l'on met ensuite en équilibre avec les forces électromagnétiques développées par le passage du courant), pour en conclure l'intensité du courant. La mesure de ces diverses quantités pouvant être faite directement sur l'appareil lui-même au moyen des instruments qui servent à mesurer les longueurs, la masse et le temps, on voit que l'épithète d'*absolu* convient parfaitement à l'électrodynamomètre.

Toutefois il convient de se rappeler que les équations qui représentent la grandeur du couple exercé par les pièces fixes sur les pièces mobiles en fonction de l'intensité du courant ne sont qu'approximatives, et cette approximation n'est acceptable qu'à la condition que les bobines mobiles soient situées à une grande distance des bobines fixes, c'est-à-dire que le couple développé par le passage du courant soit très faible.

J'ai cherché s'il serait possible de réaliser un système électrodynamique dans lequel les forces dues à l'action du courant fussent des fonctions *algébriques simples et rigoureusement exactes* des dimensions des circuits fixes et des circuits mobiles, sans que ces dimensions soient soumises à aucune condition restrictive, et j'ai été assez heureux pour trouver la solution de cet intéressant problème d'électrodynamique.

Supposons que l'on engendre un tore de révolution en faisant tourner une figure fermée, de *forme quelconque*, autour d'un axe vertical, et que l'on enroule sur le tore un circuit solénoïdal parfaitement régulier, composé d'un nombre quelconque de couches de fil (c'est-à-dire non dénué d'épaisseur).

Supposons, en outre, que, par un artifice de construction facile

à trouver, on ait, avant d'enrouler le fil, introduit à l'intérieur du tore une bobine cylindrique à base circulaire recouverte d'un nombre quelconque de spires régulièrement enroulées. Les seules conditions que doit remplir cette bobine cylindrique sont les suivantes : 1° son axe de révolution doit être parallèle à celui du tore, de façon que toutes les spires soient parallèles au plan équatorial du tore ; 2° elle doit être mobile autour d'un axe de rotation situé dans un plan diamétral du tore, perpendiculaire à l'axe de révolution de ce dernier et à l'axe de la bobine elle-même et passant par le centre de celle-ci.

Si ces conditions sont remplies, je démontre que le couple C, qui tend à faire tourner la bobine cylindrique autour de l'axe de rotation qui vient d'être défini, a pour valeur rigoureuse

$$C = \frac{2NII'\Sigma S}{a},$$

dans laquelle on désigne par :

I et I', les intensités des courants qui traversent respectivement les spires du tore et celles de la bobine ;

ΣS, la somme des surfaces embrassées par toutes les spires circulaires de la bobine mobile ;

N, le nombre total des spires enroulées sur le tore ;

a, la distance du centre de la bobine mobile au centre du tore ou à son axe de révolution.

Dans ce qui précède, j'ai fait connaître une nouvelle disposition d'électrodynamomètre absolu, basée sur une propriété remarquable, et qui n'était pas encore connue, du solénoïde toroïdal. J'ai annoncé que cette disposition permettait de déduire l'intensité du courant qui traverse l'appareil, des dimensions de la bobine mobile, au moyen d'une formule très simple et cependant rigoureuse, mais dont je n'ai pas donné la démonstration. Le but de la présente note est de combler cette lacune.

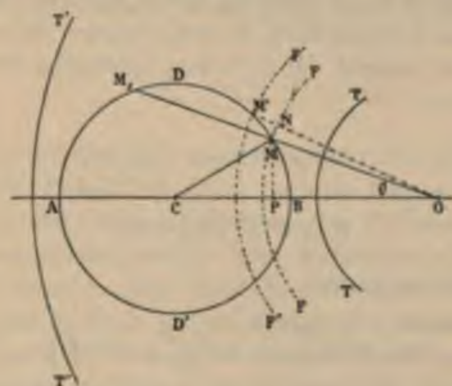
Démonstration. — Le plan de la figure est le plan équatorial du tore.

TT, T'T', sont les traces du tore sur ce plan équatorial.

O est la trace de l'axe de révolution du tore que l'on suppose engendré par une figure de forme quelconque, telle que cercle, rectangle, ou trapèze.

La circonférence ADBD' décrite du point C comme centre avec AB

comme diamètre représente une spire située dans le plan équatorial et parcourue par un courant d'intensité I. Cette spire appartient à la bobine mobile autour de l'axe ABO situé dans un plan diamétral quelconque et perpendiculaire à l'axe de révolution O du tore. Nous allons calculer la valeur du moment des actions électro-dynamiques exercées par l'enroulement du tore sur la spire mobile ADBD′, et nous démontrerons que ce moment a la même valeur pour une spire quelconque parallèle au plan équatorial de la figure, mais située à une distance quelconque de ce plan, pourvu que sa projection soit représentée par la circonférence ADBD′.



Rappelons d'abord que l'intensité du champ magnétique en un point M situé à l'intérieur du tore ne dépend que de la distance OM du point M à l'axe de révolution du tore, et qu'elle a, par conséquent, la même valeur pour tous les points intérieurs à la bobine torique qui se projettent en M. Cette valeur est donnée par l'expression

$$\mathcal{H} = \frac{2N'I'}{\rho},$$

dans laquelle on représente : par N′, le nombre total de spires régulièrement enroulées sur le tore ; par I′, l'intensité du courant qui les traverse ; et par ρ, la distance du point M à l'axe de révolution.

Considérons deux points infiniment voisins M et M′ de la spire mobile ADBD′. L'action du champ magnétique intérieur au tore sur l'élément MM′ a pour expression le produit de l'intensité du champ par l'intensité I du courant et par la longueur de l'élément de courant

mesurée perpendiculairement à la ligne de force qui passe par le point M. Or cette ligne de force est une circonférence décrite du point O comme centre. La longueur efficace de l'élément de courant MM' est donc représentée par la projection de MM', sur le rayon vecteur OM', c'est-à-dire par l'accroissement de longueur $d\rho$ de ce rayon vecteur. L'effort mécanique appliqué en MM' a donc pour valeur :

$$\mathcal{H}I d\rho = 2NI' \frac{d\rho}{\rho},$$

et il est perpendiculaire au plan de la figure.

Le bras de levier de cet effort est égal à MP, c'est-à-dire à $\rho \sin \theta$, en désignant par θ l'angle MOC du rayon vecteur MO avec l'axe de rotation AO. Le moment dM de l'effort appliqué à l'élément MM' a donc pour valeur :

$$dM = 2NII' \sin \theta \,.\, d\rho \,;$$

d'où :

$$M = 2NI'I \int \sin \theta \,.\, d\rho,$$

ou, en intégrant par parties,

$$M = 2NI'I \left(\rho \sin \theta - \int \rho \cos \theta \, d\theta \right).$$

Mais le triangle CMO donne la relation :

$$\overline{CM}^2 = \overline{CO}^2 + \overline{OM}^2 - 2\overline{CO \,.\, OM} \cos \widehat{MOC},$$

ou, en remplaçant $\overline{CM}$ par r ; $\overline{CO}$ par a ; $\overline{OM}$ par ρ ; $\widehat{MOC}$ par θ, et en résolvant par rapport à $\overline{OM}$ cos MOC :

$$\rho \cos \theta = \frac{\rho^2 + a^2 - r^2}{2a}.$$

Donc :

$$M = 2NI'I \left(\rho \sin \theta - \int \frac{\rho^2 + a^2 - r^2}{2a} \, d\theta \right).$$

Mais :

$$\int \frac{\rho^2 + a^2 - r^2}{2a} \, d\theta = \frac{1}{a} \int \frac{1}{2} \rho^2 d\theta + \frac{1}{2a} \int \frac{a^2 - r^2}{2a} \, d\theta.$$

Si on suppose que le point M se déplace sur la circonférence dans le sens BDAD', en partant du point B pour y revenir après avoir parcouru toute la circonférence, la valeur de l'intégrale $\int \frac{1}{2} \rho^2 d\theta$ correspondant à ce contour fermé sera égale à celle de la surface du cercle BDAD', tandis que celle de l'intégrale $\int \frac{a^2 - r^2}{2a} d\theta$ sera nulle.

Il en sera de même du produit $\rho \sin \theta$, de sorte que finalement la somme des moments des forces élémentaires appliquées à la spire mobile BDAD' a pour valeur, en désignant par s la surface de cette spire,

$$M = \frac{2NTIs}{a}.$$

Il est facile de voir que cette expression convient encore au cas où la spire circulaire BDAD' est située dans un plan parallèle à celui de la figure. En effet l'intensité et la direction du champ magnétique produit par l'enroulement torique sont indépendants de la hauteur de ce plan au-dessus du plan équatorial, ainsi que nous le disions plus haut ; le bras de levier MP est également indépendant de cette hauteur, ainsi que la direction de l'action élémentaire appliquée en M, qui est constamment parallèle à l'axe de révolution du tore.

Donc, quel que soit le nombre des spires et quel que soit leur rayon, le moment des forces appliquées à chacune d'elles est représenté par l'expression que nous venons de trouver. Donc, enfin, le moment total des forces appliquées à l'ensemble des spires de la bobine mobile a pour valeur :

$$M = \frac{2NTI\Sigma s}{a},$$

Σs désignant la somme des surfaces embrassées par les spires de la bobine mobile.

Il est bon de remarquer qu'une seconde bobine mobile, identique à la première et solidaire de celle-ci, peut être placée à l'intérieur du tore dans la région située sur le prolongement de la droite AO. On doublerait ainsi la valeur de moment M dont la mesure peut être faite par plusieurs procédés qui peuvent être divisés en deux classes : ceux qui nécessitent l'emploi de pièces matérielles auxquelles on applique un effort extérieur qui est transmis aux bobines

mobiles au moyen d'organes qui doivent traverser l'enroulement torique ; et ceux qui, au contraire, permettent de mesurer le moment développé sans l'intervention d'aucun organe de ce genre. J'ai imaginé plusieurs dispositions appartenant à ces deux catégories de procédés et je me suis arrangé de façon que si l'on emploie des organes traversant l'enroulement torique, il n'en résulte aucun trouble dans les actions électro-dynamiques exercées par celui-ci sur les bobines mobiles.

ÉNERGIE DU CHAMP MAGNÉTIQUE. — MODIFICATION DU RAISONNEMENT CLASSIQUE CONDUISANT A LA FORMULE DE NEUMANN ;

Par H. PELLAT

I

J'ai montré, dans ce Recueil [1], que l'expression habituellement admise pour l'énergie d'un champ électrique doit être modifiée parce [illegible] système doit prendre [illegible] pour maintenir [illegible] tout à fait analogue [illegible] champ magnétique. Ces [illegible]

[illegible] suivants : 1° le champ [illegible] permanents ; 2° le champ [illegible] dans un milieu dont la [illegible] du champ ; 3° le champ [illegible] par des courants et par des aimants permanents.

Premier cas. — Des considérations tout à fait analogues à celles qui donnent l'énergie du champ électrique conduisent au résultat.

Désignons par M la quantité de magnétisme qui se trouve dans une région où le potentiel magnétique est V ; examinons l'accroissement d'énergie qui a lieu pour la partie de l'espace soumise au champ, quand celui-ci passe d'une valeur nulle à la valeur considérée. Comme cette variation d'énergie ne dépend pas de la façon dont se fait la transformation, nous supposerons qu'à chaque instant, pendant

[1] *De la variation d'énergie [illegible] transformation isotherme. — De l'énergie électrique*, voir ce volume, p. 18.

celle-ci, toutes les parties présentent la même fraction x de leur charge magnétique finale et, par conséquent, que chaque point du champ possède aussi la même fraction x du potentiel final. Considérons, comme variables indépendantes, x et la température absolue T, supposée uniforme.

Pour faire croître simultanément le magnétisme des points aimantés du champ, on peut imaginer qu'on transporte depuis l'infini jusqu'aux points considérés des aimants infiniment petits qu'on juxtapose à ceux qui ont été amenés antérieurement. Le travail des forces extérieures — dW pour augmenter ainsi de Mdx la charge magnétique de chaque point est donné par :

$$(1) \qquad - dW = \Sigma V x \, . \, M dx = (\Sigma MV) \, x dx.$$

En vertu de la relation générale établie sous le numéro (8) dans l'article précité, on a pour la variation élémentaire d'énergie dU_T, *si l'on maintient la température constante, le système prenant ou cédant au milieu extérieur la quantité de chaleur convenable :*

$$(2) \qquad dU_T = \left[(\Sigma MV) \, x - T \left(\frac{\partial \Sigma MV}{\partial T} \right)_M^x \right] dx.$$

expression dans laquelle, pour la dérivation, M doit être considéré comme indépendant de T, mais où V peut dépendre de T, à cause de la variation de la perméabilité avec la température et aussi à cause des dilatations.

En intégrant depuis $x = 0$ jusqu'à $x = 1$ pour avoir la variation d'énergie du système U_T à température constante, c'est-à-dire l'*énergie du champ magnétique*, on a :

$$(3) \qquad U_T = \frac{1}{2} \Sigma MV - \frac{T}{2} \left(\frac{\partial \Sigma MV}{\partial T} \right)_M,$$

expression identique à celle obtenue pour le champ électrique.

On voit aisément que $- \frac{T}{2J} \left(\frac{\partial \Sigma MV}{\partial T} \right)_M$ est la quantité de chaleur mise en jeu pour maintenir la température constante pendant la création du champ magnétique.

Deuxième cas. — Comme nous l'avons dit, nous supposerons ici que les courants qui constituent le champ sont placés dans un milieu

homogène ou hétérogène, mais dont la perméabilité ne varie pas avec l'intensité du champ, et sans aimantation résiduelle, de façon que, si les intensités de tous les courants deviennent nulles, le champ magnétique devient nul aussi.

Remarquons que l'énergie du champ magnétique dépend de la forme, de la position, de l'intensité des courants, ainsi que de la perméabilité des diverses régions du champ, mais ne dépend pas de la résistance des conducteurs parcourus par les courants. Celle-ci ne fait que régler la quantité de chaleur que le milieu extérieur doit enlever au système pour maintenir sa température constante. Afin d'avoir des phénomènes réversibles, nous pouvons supposer le cas limite où la résistance de tous les conducteurs est infiniment faible.

Nous supposerons aussi que les courants sont fournis par des électromoteurs fondés sur l'induction, mis en mouvement par des forces extérieures au système. En régime permanent, il faudra, pour avoir un courant d'intensité finie, que la force électromotrice de ceux-ci soit infiniment faible, puisque la résistance elle-même est infiniment faible; mais, pendant la période variable, à cause des phénomènes d'induction des circuits les uns sur les autres, il faudra que la force électromotrice des électromoteurs soit finie pour s'opposer à la force électromotrice due aux phénomènes d'induction dont nous venons de parler.

Pour simplifier l'exposé, nous considérerons d'abord le cas où il n'y a que deux circuits distincts. Soient L_1, L_2 et M les coefficients de self-induction de ces circuits et leur coefficient d'induction mutuelle; i_1 et i_2, les intensités au temps t des courants que nous allons faire varier depuis une valeur nulle jusqu'aux valeurs I_1 et I_2. Comme, pour avoir la variation d'énergie entre ces deux états peu importe les états intermédiaires, nous pouvons supposer que tous les circuits restent immobiles et que la loi de variation des courants est donnée par les expressions

$$(4) \qquad \frac{i_1}{I_1} = \frac{i_2}{I_2} = 1 - e^{-at} = x,$$

ce qui est toujours possible en faisant tourner avec une vitesse convenable les électromoteurs. Ces relations donnent : $i_1 = i_2 = o$ pour $t = o$ ou $x = o$ (état initial) ; $i_1 = I_1$, $i_2 = I_2$ pour $t = \infty$ ou $x = 1$ (état final). En désignant par E_1 et E_2 les forces électromotrices des électromoteurs au temps t, les lois de l'induction fournissent les rela-

tions suivantes (en nous rappelant que les résistances sont infiniment faibles) :

$$(5)\quad \left\{ \begin{aligned} E_1 &= L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} = (L_1 I_1 + MI_2)\, ae^{-at} = (L_1 I_1 + MI_2)\, a(1 - x) \\ E_2 &= M \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt} = (MI_1 + L_2 I_2)\, ae^{-at} = (MI_1 + L_2 I_2)\, a(1 - x). \end{aligned} \right.$$

Pendant le temps dt, le travail $-dW$ des forces extérieures, qui se réduit au travail nécessaire pour faire tourner les électromoteurs, est donné par :

$$(6)\qquad -dW = (E_1 i_1 + E_2 i_2)\, dt = Axdx,$$

en posant pour abréger l'écriture :

$$(7)\qquad A = L_1 I_1^2 + 2MI_1 I_2 + L_2 I_2^2.$$

Considérons maintenant l'état du système comme caractérisé par les deux variables indépendantes x et T (température absolue supposée uniforme), les intensités I_1 et I_2 étant indépendantes de T, mais les coefficients L_1, L_2, M et, par conséquent, A en dépendant à cause de la variation de la perméabilité avec la température et des dilatations.

Dans une variation infiniment petite, à température constante, la formule générale portant le numéro (8) dans l'article précité donne, pour la variation élémentaire dU_T de l'énergie du système, l'expression

$$(8)\qquad dU_T = \left(Ax - T \frac{\partial A}{\partial T} x \right) dx = \left(A - T \frac{\partial A}{\partial T} \right) xdx.$$

Pour avoir l'énergie du champ magnétique, c'est-à-dire la variation d'énergie à température constante U_T du système pendant que les courants passent d'une intensité nulle à leur intensité finale, il suffit d'intégrer l'expression précédente en faisant varier x de 0 à 1, comme nous l'avons vu ; ce qui donne :

$$(9)\qquad U_T = \frac{1}{2} A - \frac{T}{2} \frac{\partial A}{\partial T}.$$

On voit aisément que $-\dfrac{T}{2J} \dfrac{\partial A}{\partial T}$ est la quantité de chaleur mise en

jeu pour maintenir la température du système constante pendant la création du champ, puisqu'en vertu de la relation (6), $\frac{1}{2}$ A représente le travail des forces extérieures.

En remplaçant A par sa valeur (7), il vient :

$$(10)\quad U_T = \frac{1}{2}\left(L_1 - T\frac{\partial L_1}{\partial T}\right)I_1^2 + \left(M - T\frac{\partial M}{\partial T}\right)I_1I_2 + \frac{1}{2}\left(L_2 - T\frac{\partial L_2}{\partial T}\right)I_2^2.$$

Si, au lieu de deux circuits, il y en a un plus grand nombre, on trouve aisément que la relation (9) est toujours applicable en prenant pour A la valeur :

$$(11)\qquad A = \Sigma LI^2 + 2\Sigma M_{ij}I_iI_j,$$

d'où, pour l'énergie U_T du champ, l'expression :

$$(12)\quad U_T = \frac{1}{2}\sum\left(L - T\frac{\partial L}{\partial T}\right)I^2 + \sum\left(M_{ij} - T\frac{\partial M_{ij}}{\partial T}\right)I_iI_j.$$

Troisième cas. — Nous allons considérer maintenant le cas où le champ est produit par des aimants permanents de magnétisme parfaitement rigide et par des courants fermés placés dans un milieu homogène ou hétérogène, mais dont la perméabilité ne dépend pas de la valeur du champ. Ce cas se ramène immédiatement aux deux précédents. Supposons d'abord tous les circuits ouverts et créons, comme dans le premier cas, le champ dû aux aimants seuls ; soit U_A l'énergie de ce champ. Tout étant immobile, fermons les circuits que nous supposons encore avoir des résistances infiniment petites, et faisons passer les courants de l'intensité nulle à leur intensité définitive ; nous n'aurons rien à changer aux relations (4), (5),... (12), car les circuits et les aimants restant immobiles, ceux-ci ne donnent lieu à aucun phénomène d'induction. Il en résulte que la variation d'énergie U_C, quand les courants passent d'une intensité nulle à l'intensité définitive, est encore représentée par les relations (9), (10), ou (12). L'énergie du champ magnétique est donc $U_A + U_C$: *c'est la somme des énergies du champ magnétique, si les aimants existaient seuls* (U_A) *et si les courants existaient seuls* (U_C) [1].

[1] M. Vaschy a démontré ce théorème sans se fonder sur les lois de l'induction et précisément dans le but de rendre rigoureux le raisonnement qui conduit à la formule de Neumann. Mais sa démonstration néglige les quantités de chaleur mises en jeu dans la création du champ magnétique et, si on veut en tenir compte, elle devient difficile à faire. C'est pourquoi je crois bon de montrer qu'on peut se passer de ce théorème pour établir la formule de Neumann.

II

On serait tenté de croire qu'il est nécessaire de connaître cette dernière proposition pour établir rigoureusement par le raisonnement de Helmholtz ou de lord Kelvin la formule de Neumann, qui donne l'expression de la force électromotrice d'induction dans le déplacement relatif d'un circuit et d'un aimant. Mais remarquons que, si nous nous bornons à considérer un courant infiniment faible fourni par une pile dans un circuit de résistance finie, on peut établir *a priori* que l'énergie du système ne dépend pas de la position relative du circuit de l'aimant.

En effet, supposons immobile dans une position quelconque le circuit par rapport à l'aimant. Le circuit étant d'abord ouvert, fermons-le sur une pile de force électromotrice infiniment faible de, considérée comme ne faisant pas partie du système; il naîtra un courant infiniment faible di, et la pile ne fournira, dans un temps fini, qu'une quantité d'énergie qui est un infiniment petit du second ordre; la chaleur mise en jeu pour maintenir la température constante sera aussi un infiniment petit du second ordre (¹); par conséquent, la fermeture de ce circuit sur la pile ne modifiera pas l'énergie du système aux infiniment petits du second ordre près.

Ceci posé, considérons le circuit fermé sur la pile de force électromotrice de dans une position (1) par rapport à l'aimant; et soit U l'énergie du système dans ce cas. Ouvrons ce circuit et transportons-le ainsi dans une position (2); puis fermons-le sur la même pile de force électromotrice de, ce qui donnera la même intensité di du courant après le régime variable. Le système n'ayant reçu ni travail, ni chaleur, ni aucune autre forme d'énergie pendant le transport, son énergie sera restée U aux infiniment petits du second ordre près.

Mais, si l'on fait le transport de la position (1) à la position (2), le circuit étant fermé, en faisant varier convenablement la force électromotrice e de la pile, de façon que le courant conserve toujours la même intensité infiniment petite di considérée ci-dessus, malgré les phénomènes d'induction qui vont se produire, le système fournira au

(¹) On peut prendre comme fait d'expérience que la chaleur créée à la fermeture ou à la rupture du circuit est proportionnelle au carré de l'intensité du courant.

(²) *Journ. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VII, p. 18; 1898.

milieu extérieur, un certain travail kdi, grâce aux forces électromagnétiques que nous supposerons équilibrées par des forces extérieures. D'autre part, si nous nous plaçons dans le cas limite où ce travail est indépendant de la température, les relations (1) et (7) de mon article sur *la Variation d'énergie dans les transformations isothermes* (²) montrent que la chaleur mise en jeu pour maintenir la température constante est nulle. Puisque l'énergie du système n'a pas varié aux infiniment petits du second ordre près, il faut que, pendant ce transport, il ait reçu de la pile une énergie $\int edidt$ précisément égale à ce travail :

$$\int edidt = kdi; \qquad \text{d'où :} \qquad e = \frac{dk}{dt}.$$

La force électromotrice de la pile n'est donc plus restée infiniment petite. Mais, comme l'intensité du courant est restée infiniment petite, la force électromotrice de la pile a été à chaque instant égale, à un infiniment petit près, à la force électromotrice d'induction. Celle-ci est donc donnée par $e = \frac{dk}{dt}$; c'est l'expression de Neumann.

SUR LA PRÉSENCE DU CARBONE DANS LE FER ÉLECTROLYTIQUE ;

Par L. HOULLEVIGUE.

On considère assez généralement le fer électrolytique comme le plus pur qui puisse être obtenu ; il est loin cependant d'être chimiquement pur ; tout le monde sait qu'il renferme de grandes quantités d'hydrogène (100 à 150 fois son volume) ; d'autre part, Lockyer [1] y a signalé, comme impuretés certaines, Mn, Ni, Cr, Co, Ba, Sr, Ca, Cu, Ti, Di, et comme impuretés probables : Zr, U, Ru, La, Er, Mo, Zn, V, W, Os, Al.

Une impureté plus importante est le carbone. Elle a déjà été signalée par M. Osmond, qui indique la présence de 0,08 0/0 de carbone dans un échantillon analysé par lui. Une analyse volumé-

---

(¹) On the photographic Arc Spectrum of Electrolytic Iron (*Phil. Trans.* vol. CLXXXX, II, p. 983).

trique, faite à ma prière au laboratoire des Aciéries d'Assailly, a donné de 0,02 à 0,03 0/0.

La présence bien constatée de semblables quantités de carbone m'ayant paru intéresser les théories de l'électrolyse, j'ai dosé plusieurs échantillons obtenus dans un bain de chlorures de fer et d'ammonium, en prenant pour électrode soluble une lame d'acier à 0,4 0/0 de carbone[1], dont les points de transformation ont été déterminés par la méthode de M. Osmond. A_{r_1} est à 630°, et $A_{r_{32}}$ à 725°. Chauffé à 900° et trempé au-dessus de 630°, cet acier est donc composé de carbone dissous dans le fer, mais non combiné (martensite), tandis que le même acier, refroidi lentement, est constitué par du fer pur (ferrite) et du carbone combiné (perlite).

Voici maintenant les résultats : Avec une électrode soluble en acier trempé à 900°, j'ai obtenu un fer électrolytique extrêmement pauvre en carbone (0,017 0/0 au maximum) ; une seule analyse, faite avec une anode chauffée à 900° et trempée à 680°, m'a également donné un fer de teneur en carbone pratiquement nulle (0,003 0/0). Au contraire, une anode d'acier refroidi lentement après chauffe à 900° fournit un fer plus riche en carbone (de 0,033 à 0,035 0/0).

Je ne puis donner ces chiffres que comme des indications comparatives, à cause de l'extrême difficulté des analyses portant sur d'aussi faibles teneurs. Il me paraît néanmoins en résulter que l'électrolyse agit différemment sur l'acier trempé et sur l'acier refroidi lentement ; le carbone dissous dans l'acier n'est pas entraîné par le courant ; il reste, en dépôt boueux, à la surface de l'anode. Le carbone combiné est entraîné, au contraire, avec le fer, dans le sens du courant : ceci nous porte à considérer le carbone combiné, ou perlite, comme constituant un ion complexe, que l'électrolyse transporte tout d'une pièce sur la cathode. L'existence d'un ion composé n'est d'ailleurs pas chose invraisemblable, et le cyanogène, entre autres, paraît jouer fréquemment ce rôle.

---

[1] Cet acier, très pauvre en substances étrangères au carbone et au fer, m'a été fourni très obligeamment, avec plusieurs autres échantillons, par M. Grobot, directeur des Aciéries d'Assailly.

QUELQUES PROPRIÉTÉS DES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES PRODUITES DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE. — ASSIMILATION AU PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN ;

Par M. André BROCA.

Depuis la découverte de l'électricité statique, les physiciens ont été d'accord pour considérer la décharge des conducteurs par le vent électrique comme due au mouvement des molécules de gaz électrisées. Ils ont pensé aussi, suivant en cela un enchaînement naturel, que, dans les tubes de Geissler, des phénomènes analogues se produisent par une véritable convection. Lorsqu'il découvrit le phénomène cathodique, Crookes l'expliqua par l'hypothèse des molécules à l'état radiant, chargées électriquement. Cette dernière idée a soulevé une polémique assez vive, en Allemagne surtout, où beaucoup de bons esprits se sont montrés partisans d'une théorie ondulatoire du phénomène cathodique. La déviation magnétique était, dans ces idées, fort difficile à concevoir ; elle nécessitait l'existence d'une composante longitudinale, comme l'a montré M. Jaumann.

La déviation magnétique, au contraire, s'explique d'elle-même, lorsqu'on adopte l'idée de Crookes, par cette conception qu'un corps chargé statiquement donne lieu, quand il est mis en mouvement, à la production d'un champ magnétique. Nous ne pouvons entrer ici dans la discussion détaillée des deux théories ; les éléments essentiels s'en trouvent dans des publications de MM. Jaumann et Poincaré aux *Comptes Rendus*, à *l'Éclairage électrique* et dans les *Annales de Wiedemann*.

Dans l'état actuel de la question il est donc très utile de chercher à vérifier les résultats prévus par l'une ou l'autre des deux théories. J'ai alors pensé à chercher si les décharges électriques ne présentaient pas de phénomène analogue à celui que M. Zeeman a observé pour les mouvements vibratoires des sources lumineuses placées dans le champ magnétique, et qu'il a expliquées, d'après les idées de M. Lorentz, par l'ionisation des molécules de la source lumineuse.

L'ionisation n'est d'ailleurs pas, dans ce cas, une simple vue de l'esprit. La théorie électromagnétique de la lumière exige quelque chose d'analogue. Il faut, en effet, que les molécules matérielles vibrantes qui sont la source lumineuse soient douées de la propriété de produire une perturbation du champ électromagnétique. Il faut

donc qu'elles soient douées de l'une des discontinuités qui caractérisent soit la masse électrique, soit la masse magnétique. La première est à peu près certaine, au moins pour les gaz incandescents. En effet, les gaz de la flamme déchargent les corps électrisés. En passant sur un corps chargé négativement, ils perdent la propriété de décharger les corps chargés négativement, tout en conservant celle de décharger les corps chargés positivement. Quand ils passent sur un corps positif, c'est l'inverse. Cela ressort des expériences de M. Villari, et implique que les gaz qui viennent d'être soumis au phénomène de l'émission soient doués de charges électriques.

En s'appuyant sur l'hypothèse à peu près certaine de l'ionisation des gaz incandescents, M. Zeeman a montré que les molécules vibrantes avaient, dans le champ magnétique, trois sortes de trajectoires stables : une rectiligne parallèle aux lignes de force, et deux circulaires droite et gauche autour de la ligne de force. Ceci a été vérifié par l'analyse optique des vibrations.

Si l'idée de Crookes sur les rayons cathodiques est exacte, s'ils sont dus à un transport d'ions, nous devons retrouver avec les rayons cathodiques des phénomènes analogues. Mais comme, lorsque le gaz est à l'état radiant, chacune de ces molécules peut être regardée comme isolée et soustraite à toute réaction élastique, nous devons nous attendre à trouver au phénomène des dimensions finies. Nous devons donc constater, pour une valeur convenable du champ, l'existence simultanée de deux espèces de rayons cathodiques, les uns qui s'enroulent autour du champ, les autres qui se dirigent suivant le champ.

L'expérience courante montre que les rayons cathodiques qui pénètrent dans un champ magnétique s'enroulent autour de celui-ci. M. Poincaré a montré que, dans l'hypothèse de l'ionisation, les rayons cathodiques devaient s'enrouler sur la surface d'un cône de révolution si le champ n'est pas uniforme. Il y a deux ans, M. Birkeland montra qu'une cathode plane émettait, pour un champ magnétique convenable normal à son plan des rayons parallèles au champ qui rendent le gaz lumineux sur tout leur trajet. Il s'agissait de savoir si ces rayons de M. Birkeland étaient la limite des rayons ordinaires dont le cône de révolution se transformait en cylindre, ou bien si l'émission de la cathode était profondément modifiée par la présence du champ magnétique, et s'il n'y avait pas dans certaines conditions une existence simultanée des deux sortes de rayons.

Pour obtenir un champ uniforme et réglable à volonté, j'ai pris un électro-aimant de Faraday, muni de deux larges lames de fer doux comme pôles. L'intensité du courant était réglée au moyen d'un rhéostat de Cance. Le champ maximum, vu le diamètre des ampoules, était de 6 à 8000 C. G. S.

J'ai d'ailleurs vérifié que les phénomènes étaient les mêmes dans ce champ uniforme ou dans le champ varié produit entre deux cônes arrondis, et j'ai alors continué les expériences avec ce dispositif où les tubes sont moins voisins des masses métalliques et moins exposés à être percés.

Des expériences préliminaires faites avec des ampoules de toutes sortes m'ont montré que, dans les champs puissants, les rayons qui s'enroulent autour des lignes de force deviennent invisibles, parce qu'ils ne rencontrent plus de parois.

J'ai alors fait construire par M. Chabaud une ampoule sphérique de 5 centimètres de diamètre, portant une électrode sphérique centrale de 5 millimètres de diamètre, entourée d'un écran diamétral en verre; c'est cette sphère qui est toujours prise comme cathode.

Deux anodes, situées, l'une dans le plan de l'écran, l'autre dans le plan normal, m'ont montré que la position de l'anode était indifférente pour ces phénomènes.

Les expériences suivantes ont été faites avec l'écran diamétral parallèle aux lignes de force. Les parties fluorescentes sombres, dues aux irrégularités de la cathode, permettent de voir que, dès que le champ est excité, les rayons cathodiques semblent s'enrouler autour des lignes de force, dans le sens du courant excitateur. Pour une certaine valeur du champ, les parois latérales du tube cessent d'être lumineuses; toute l'illumination se reporte sur l'écran diamétral. Puis subitement un jet lumineux intense semble jaillir de la cathode et illuminer l'écran diamétral jusqu'à la paroi, où il produit une petite tache à peu près circulaire. Il a 2 millimètres de large environ et est plus ou moins excentré par rapport à la cathode, suivant le degré de vide, mais toujours très légèrement. De chaque côté de cette ligne lumineuse s'étend un espace obscur, au-delà duquel on voit la surface illuminée, limite du phénomène cathodique antérieur, qui a la forme dite en *chapeau de gendarme*. L'un de ces *chapeaux de gendarme* est dû à des rayons émanés de la cathode par-dessous, l'autre à des rayons émanés de la cathode par-dessus. J'ai vérifié ce fait directement au moyen d'une ampoule analogue à la précédente,

mais dont l'écran diamétral de verre était partiellement recouvert, sur chaque face, par un écran de platine demi-circulaire. Les deux diamètres limites sont situés l'un au-dessus de l'autre. On voit alors qu'il n'y a qu'un seul côté illuminé pour chaque sens du champ. Fait très curieux, celle de ces deux dernières surfaces lumineuses qui correspond aux rayons émis par la cathode sphérique au-dessus de l'écran, si l'on suppose que son électrode est par dessous, possède une fluorescence jaune ; l'autre possède une fluorescence verte.

Quand le champ augmente, les deux chapeaux de gendarme se rapprochent du centre et se raccourcissent. La traînée lumineuse axiale devient moins intense ; mais la tache qu'elle produit sur la paroi du tube reste aussi forte. D'ailleurs, le gaz lui-même, grâce à la luminescence violette indiquée par M. Birkeland, permet, quand la pression n'est pas trop faible, de la suivre sous forme d'un cylindre très mince, et les irrégularités de la surface de l'écran montrent la fluorescence partout où il y a une surface inclinée sur les lignes de force. L'excentricité du faisceau parallèle au champ n'existe plus. Enfin, pour une valeur assez grande du champ, les phénomènes cathodiques disparaissent encore presque complètement.

Quand on incline l'écran sur le champ, on voit l'illumination qui suit la force disparaître de l'écran, et la surface lumineuse, engendrée par les rayons qui tournent autour du champ, se modifier. Le canal central obscur s'efface et, pour la position normale au champ, l'illumination, très faible, est nettement circulaire.

Ceci ne permet de rien préjuger sur la forme même de la trajectoire des rayons spiraux, dans le champ magnétique. En effet, l'écran diamétral les arrête tous aussitôt qu'ils ont accompli une demi-révolution autour de la ligne de force. Cette expérience nous prouve donc seulement que la cathode sphérique émet, outre les rayons qui suivent le champ, un spectre continu de rayons, susceptibles de suivre, dans le champ magnétique, des hélices à pas différents.

Avec un tube à cathode cylindrique de 3 millimètres de diamètre et à 2 centimètres de haut, placée parallèlement aux lignes de force, les phénomènes sont aussi de la plus grande netteté. On voit, sur la paroi située dans l'axe de la cathode, une large tache représentant des rayons sombres dus aux irrégularités de la cathode. Dans le champ magnétique, on voit la tache se rétrécir en même temps que

les rayons sombres se courbent, indiquant la trajectoire en hélice des rayons cathodiques. Puis, pour une certaine valeur du champ, une ligne violette mince, parallèle aux lignes de force, apparaît brusquement et donne une tache fluorescente sur la paroi. Quand le champ est assez intense, les deux ordres de rayons sont visibles dans le gaz, et l'on voit nettement l'espace obscur qui les sépare. Si l'on maintient le champ quelque temps, les rayons parallèles au champ fondent la paroi.

Tous ces phénomènes se coordonnent parfaitement, si nous admettons le fait connu que la fluorescence, due aux rayons cathodiques, est d'autant plus vive que les rayons sont plus normaux à la surface qu'ils frappent. Dans cette hypothèse, nous voyons qu'une cathode placée dans un champ magnétique émet deux ordres de rayons. Les uns sont la limite des rayons ordinaires et s'enroulent autour du champ ; nous les appellerons *rayons de première espèce*. Les autres naissent subitement pour une certaine valeur du champ, commencent par s'enrouler autour de la ligne de force, suivant une hélice tracée sur un cylindre très mince et à pas très allongé ; nous les appellerons *rayons de seconde espèce*. Quand le champ augmente, deux hypothèses sont possibles : ou bien, les rayons de seconde espèce, émis par la cathode, restant les mêmes, le cas de ces hélices s'allonge indéfiniment, de manière à avoir pour limite une trajectoire rectiligne du rayon ; ou bien l'émission de la cathode elle-même est modifiée de manière à ne plus émettre comme rayons de seconde espèce que des rayons qui suivent exactement la ligne de force. C'est à cette dernière opinion que je me rangerais le plus volontiers, ne sachant comment comprendre la première hypothèse. Quoi qu'il en soit, ces rayons forment un foyer très étroit et très puissant, susceptible de fondre le verre, et cela même dans un champ magnétique uniforme.

En résumé, il existe deux espèces de rayons cathodiques : ceux de première espèce, qui s'enroulent autour de la ligne de force du champ magnétique, et ceux de seconde espèce qui suivent cette ligne de force.

Tels sont les phénomènes qui se passent dans les tubes où les ions se trouvent à l'état radiant, c'est-à-dire soustraits à toute réaction élastique. Mais, comme dans la décharge électrique par les gaz à toute pression il y a convection, c'est-à-dire rupture des relations élastiques, il fallait chercher s'il n'y avait pas à toute pression des

phénomènes analogues. J'ai employé pour cela des ampoules sphériques de 5 à 6 centimètres de diamètre, portant deux électrodes, sphériques elles-mêmes, symétriques par rapport au centre, et à 1 centimètre ou $1^{cm},5$ de distance l'une de l'autre. Quand le vide est poussé de manière à avoir une ampoule à rayons cathodiques molle, les rayons sont visibles dans le gaz; on voit des phénomènes identiques aux précédents, et de plus, autour de l'anode, une lame lumineuse violacée normale au champ, qui semble s'échapper du plan diamétral de l'anode normal au champ et se perdre en s'estompant.

Pour une pression de quelques millimètres, les phénomènes sont plus frappants. MM. Paalzow et Neesson en ont donné une indication sommaire il y a quelque temps, dans des cas où ils étaient d'ailleurs moins nets. Dans les expériences suivantes, les ampoules contenaient toujours de l'air. La lumière cathodique violette s'étale en forme de cylindre ayant pour axe la ligne de force. La lueur ainsi formée s'éteint dans le gaz même sans arriver à la paroi, si le potentiel n'est pas assez élevé.

Autour de l'anode se forme une couche plane normale au champ, de couleur chair. Celle-ci ne s'échappe maintenant que d'un seul côté de l'anode, tourne en sens inverse du courant excitateur du champ, puis s'étale dans le gaz lui-même, à une certaine distance de l'anode, en se dressant et s'épanouissant suivant les lignes de force.

Quand on emploie des potentiels plus élevés, les phénomènes se modifient. Tout d'abord le cylindre lumineux parallèle au champ vient rencontrer la paroi, sans y produire aucun phénomène remarquable; l'illumination du gaz est rose violacé. Si, à ce moment, l'on interpose une étincelle convenable dans le circuit, ou si l'on introduit deux bouteilles de Leyde formant un dispositif de Lecher, on voit, malgré la haute pression de l'ampoule, un phénomène cathodique se produire au point de la paroi rencontré par le cylindre lumineux. Celui-ci se produit d'ailleurs dans l'ampoule même sans champ magnétique.

Si l'on augmente l'énergie de la décharge, son aspect change. La lueur devient plus intense et tend vers le blanc. En même temps les phénomènes cathodiques disparaissent, qu'on emploie les hautes fréquences ou l'étincelle.

Pour obtenir l'apparence nette que je viens de décrire, il est indispensable d'opérer avec une étincelle dans le circuit, ou en fai-

sant les interruptions très rares, à la main par exemple. Dans le cas contraire, les deux électrodes sont le siège chacune des deux phénomènes, le phénomène décrit ici comme cathodique étant plus faible à l'anode, et inversement.

J'ai ensuite étudié ce qui se passe à la pression atmosphérique. Dans ce cas, les résultats sont moins nets et moins faciles à interpréter. M. Cornu a montré récemment que les effluves électriques se dirigeaient normalement aux lignes de force dans le champ magnétique. J'ai étudié ce qui s'y passe pour l'arc électrique obtenu au moyen d'une puissante bobine d'induction, entre deux fils métalliques. Deux formes d'arc peuvent être obtenues : l'une comporte encore une étincelle entourée d'une flamme, l'autre ne comporte plus que la flamme.

Étudions ce qui se passe pour l'arc parallèle aux lignes de force.

L'étincelle n'est aucunement modifiée. La flamme se contourne en une surface hélicoïdale, limitée par une double spirale conique ayant un sommet sur chaque électrode. D'ailleurs, pour les arcs longs, il arrive parfois que cette nappe contournée n'ait pas de sommet bien net.

Quand on rapproche davantage les électrodes, on voit se produire à un instant une modification. La surface hélicoïdale prend un allongement relatif considérable dans le sens du champ aux deux électrodes, les vapeurs étant dirigées à cet endroit dans le sens du champ ; puis, au milieu de l'arc, il se produit une surface de vis très large à pas très petit, réunissant les deux traits précédents.

Quoi qu'il en soit, nous voyons nettement ici encore, à la pression atmosphérique, se produire deux mouvements distincts des molécules chargées dans le champ magnétique. Elles commencent par suivre une trajectoire nettement rectiligne, pour s'enrouler ensuite autour du champ.

Quand l'arc devient plus petit encore, le phénomène se complique. Une large surface hélicoïdale se produit toujours ; mais, au centre du phénomène, on voit deux traits de feu formant des hélices, l'une à droite, l'autre à gauche, et à pas très longs. Parfois ces hélices semblent se réduire à une ligne rigoureusement droite. Nous ne savons d'ailleurs rien sur le sens dans lequel elles sont parcourues par les molécules matérielles.

Quand l'arc est normal aux lignes de force, il est étalé en une large nappe lumineuse mince, normale aux lignes de force.

En somme, de toutes les expériences ci-dessus décrites il résulte

que les décharges électriques dans les milieux gazeux ont deux formes de trajectoires stables, quand elles traversent un champ magnétique, l'une dans la direction même du champ, l'autre suivant des hélices qui s'enroulent autour de celui-ci.

Cette séparation de la décharge en deux parties est d'autant plus aisée à réaliser que la pression est moins élevée. Dans le cas de la pression atmosphérique, il faut employer un arc très court, dans lequel la force vive des molécules ionisées soit très grande, de manière à rendre négligeable la réaction élastique du milieu. Mais, en somme, le phénomène est absolument général, et ses conséquences théoriques me semblent mériter quelque attention.

La théorie de Crookes sur le phénomène cathodique est en effet à elle seule fort probable; si nous l'admettons, nous voyons par les expériences précédentes que les molécules chargées, émises dans un champ magnétique, se distribuent bien, comme la théorie de Zeeman-Lorentz l'exige. La continuité des phénomènes entre l'arc électrique jaillissant dans l'air libre et les rayons cathodiques vient d'ailleurs donner à cette hypothèse une force nouvelle.

Considérons maintenant la corrélation de ces phénomènes avec celui de Zeeman. Nous avons vu combien probable était l'ionisation dans les gaz incandescents, et nous voyons que cette hypothèse, si probable par elle-même, concorde parfaitement avec l'hypothèse de Crookes sur les rayons cathodiques et notre quasi-certitude sur la nature de l'arc électrique.

Ces expériences nous éclairent donc fort sérieusement sur la nature du phénomène cathodique, et en même temps nous amènent à concevoir que le rayon cathodique n'est autre chose qu'un ensemble de molécules identiques à celles des sources lumineuses, mais soustraites aux forces élastiques. Dans ces idées, un tube de Crookes serait une source lumineuse à mouvements finis.

Quand la pression augmente, une partie seulement de l'énergie peut être employée en mouvement de convection, l'autre étant transformée en mouvements vibratoires qui illuminent le gaz.

En somme, les mouvements matériels qui produisent l'émission des radiations par le gaz incandescent et ceux des rayons cathodiques dans les tubes de Crookes nous apparaissent comme deux phénomènes du même ordre, mais différents par la forme des mouvements, les diverses formes de la décharge électrique dans les gaz présentant tous les intermédiaires entre ces deux phénomènes extrêmes et purs.

DES GAZ QUI SUIVENT LA LOI DE JOULE ;

Par M. Félix CARRÉ.

Un gaz qui suit les lois de Mariotte et de Gay-Lussac suit également la loi de Joule; c'est ce qu'on est convenu d'appeler un gaz parfait.

La réciproque, toutefois, ne serait pas exacte; et l'article que M. Bakker a publié dans ce Recueil (1) montre seulement que, si le travail intérieur d'un gaz est nul, et si, d'autre part, ce gaz suit l'une des deux lois, de Mariotte ou de Gay-Lussac, il suit nécessairement l'autre.

Il est facile de voir que le travail interne d'un gaz peut rester nul, sans que le gaz suive aucune de ces deux lois.

En tenant compte de la formule bien connue de Clapeyron :

$$l = \mathrm{AT}\,\frac{\partial p}{\partial t},$$

l'expression de l'énergie interne $d\mathrm{U}$ devient :

$$d\mathrm{U} = \mathrm{E}c\,dt + \left(\mathrm{T}\,\frac{\partial p}{\partial t} - p\right) dv.$$

Pour que le corps suive la loi de Joule, il faut que :

$$\mathrm{T}\,\frac{\partial p}{\partial t} - p = 0.$$

Or, si l'on remarque que le coefficient différentiel $\frac{\partial p}{\partial t}$ est pris sous volume constant, on voit que l'intégrale générale de cette équation est :

$$\frac{\mathrm{T}}{p} = \mathrm{C},$$

C étant une quantité indépendante de la température et de la pression, c'est-à-dire, ici, une fonction quelconque du volume. Ainsi

$$\mathrm{T} = p\,.\,\varphi(v)$$

serait l'équation la plus générale d'un corps, obéissant à la loi de Joule.

(1) Voir ce volume, p. 152.

Par exemple, on pourrait faire :

$$\varphi(v) = \frac{1}{R}(v - b).$$

Un gaz, dont les lois de compressibilité et de dilatation seraient représentées par

$$p(v - b) = RT,$$

n'obéirait ni à la loi de Mariotte, ni à la loi de Gay-Lussac, et obéirait néanmoins à loi de Joule.

Au contraire, les formules du type général :

$$(p + \pi)(v - b) = RT,$$

ne satisfont pas à la condition ci-dessus énoncée. Ainsi *les formules de Van der Waals, de Clausius, de M. Sarrau, ne conviennent qu'à des gaz qui ne suivent pas la loi de Joule.*

Mais si, se reportant aux expériences de M. Amagat, on prend le gaz dans les parties du plan où sa fonction caractéristique prend la forme

$$p(v - b) = RT,$$

on peut être assuré que le gaz suit la loi de Joule, quoiqu'il s'écarte toujours de la loi de Mariotte.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS;

1897.

H. PELLAT. — Au sujet de la note de Delsol intitulée : « Sur une machine thermique ». — *C. R.*, t. CXXIV, p. 73.

Dans une note du 28 décembre 1896, M. Delsol fait la description d'une machine thermique dont le rendement serait supérieur au rendement maximum $\frac{T - T'}{T}$ fixé par le principe de Carnot. Comme l'exactitude de ce principe est hors de doute, il y avait lieu de signaler les erreurs conduisant à cette conclusion erronée : c'est ce qu'a fait M. Pellat.

R. Dongier.

Th. MOUREAUX. — Sur la valeur absolue des éléments magnétiques au 1er janvier 1897. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 77.

	Parc Saint-Maur	Perpignan	Nice
Longitude	0° 9′ 23″ E	0° 32′ 45″ E	4° 57′ 48″ E
Latitude	48° 48′ 34″ N	42° 42′ 8″ N	43° 43′ 17″ N
Déclinaison	15° 1′,5	13° 53′,3	12° 15′,4
Inclinaison	65° 0′,8	50° 5′,2	60° 16′,5
Composante horizontale	0,19693	0,22416	0,22304
Composante verticale	0,42256	0,38962	0,39064
Force totale	0,46619	0,44960	0,44982

R. Dongier.

E. MOUSSARD. — Appareil d'optique au moyen duquel on voit en relief et dans leur sens normal les objets moulés ou gravés en creux. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 182.

C'est une lunette astronomique coudée. La lumière, issue de l'objectif, est réfléchie par un prisme à réflexion totale à arête horizontale, qui fait disparaître le renversement de haut en bas et laisse subsister celui de gauche à droite. Les ombres, qui se trouvent en réalité du côté de la source lumineuse, sont vues de l'autre côté ; de même, les lumières sont transposées. D'où le changement apparent du creux en relief.

R. Dongier.

G. MANEUVRIER et J. FOURNIER. — Sur la détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques de l'acétylène. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 183.

Le gaz acétylène a été préparé avec le procédé direct complété par un système rationnel de purification. On détermine, à l'aide du dispositif expérimental déjà décrit par l'un des auteurs [1], le rapport

$$\frac{C}{c} = \frac{dp_q}{dp_t} = \lim. \left(\frac{\Delta p_q}{\Delta p_t}\right).$$

où dp_q représente la variation infinitésimale de la pression adiabatique, et dp_t la variation de pression isotherme, qui correspondent à

[1] *Comptes Rendus*, 24 juin 1895.

une même variation infinitésimale de volume *dv*. La valeur moyenne de $\frac{C}{c}$, résultat d'une série de 40 déterminations faites sur des variations de volume ΔV, est de 1,26.

R. Dongier.

A. de GRAMONT. — Spectres des métalloïdes dans les sels fondus. Silicium. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 192.

La graduation du spectroscope en longueurs d'onde a été refaite en utilisant le spectre solaire de Rowland par comparaison avec les principales raies du spectre du fer de Kayser et Runge. Les déterminations ainsi obtenues diffèrent de celles indiquées précédemment par l'auteur d'environ un dix-millionième de millimètre, qu'il faut ajouter aux anciennes mesures pour les rendre comparables à celles-ci. Les expériences ont porté sur les silicates de sodium et de potassium, sur les fluosilicates de potassium, de sodium et de zinc ; ces sels fondus sont traversés par la décharge d'un condensateur chargé par une bobine. Le spectre obtenu est comparé avec celui qui résulte du passage de l'étincelle entre deux pôles de silicium cristallisé plongés dans l'hydrogène très pur.

Voici les radiations obtenues :

α	692,97	forte.
	634,22	très forte.
β	597,89	assez forte.
	593,03	bien visible.
	[594,70]	douteuse, irrégulière.
λ	506,00	très forte.
	504,55	très forte.
δ	457,57	très faible.
	458,89	assez bien visible.
	455,37	bien visible.
ε	413,13	assez fortes, très diffuses et presque confondues en une bande 413,0.
	412,92	

R. Dongier.

Ph.-A. GUYE et Mlle E. ASTON. — Influence de la température sur le pouvoir rotatoire. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 194.

MM. Freundler et Aignan ont mis en évidence que, dans quelques cas où le pouvoir rotatoire augmente avec la température, des phénomènes d'ordre chimique justifient pleinement ces écarts avec la loi de Biot. Les auteurs ont vérifié avec dix-huit corps actifs que le pouvoir rotatoire diminue lorsque la température s'élève. Ces corps sont : l'acide valérique, l'alcool amylique secondaire, le benzoate

d'amyle, le chlorure d'amyle secondaire, le paratoluate d'amyle, la chlorobromhydrine du propylglycol, la chloracétine d'amyle secondaire, la chlorochloracétine du propylglycol, la chlorobutyrine du propylglycol, l'alcool amylique primaire, la chloracétine du propylglycol, le β-méthyladipate de propyle, le β-méthyladipate d'éthyle, le chloracétate d'amyle, le chlorosuccinate de méthyle, le chloromalate d'éthyle, le phénylglycolate de méthyle, le phénylchloracétate d'éthyle. A ces vérifications, on doit joindre celles indiquées par M. Gernez, M. Frankland et ses élèves, ainsi que les précédents résultats obtenus dans le laboratoire de chimie physique de l'Université de Genève.

R. Dongier.

J. GUERCHGORINE. — Isomérie de structure et pouvoir rotatoire. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 230 ; 1897.

Voici l'énoncé des conclusions :

1° Les groupements isomères propyliques et butyliques exercent, sur le pouvoir rotatoire des corps dans la composition desquels ils entrent, une action spécifique propre, toujours la même dans des séries à pouvoirs rotatoires de même allure ;

2° Cette action spécifique des divers groupements propyliques et butyliques se produit en sens inverse, lorsqu'on considère des séries homologues à pouvoirs rotatoires d'allures inverses ;

3° Lorsqu'on veut conserver aux courbes des pouvoirs rotatoires les formes générales qu'elles affectent dans chaque série homologue, les divers radicaux propyliques et isopropyliques doivent toujours être rangés dans le même ordre qui est le suivant : isopropyle, butyle secondaire, propyle, butyle, isobutyle ;

4° Si l'on s'appuie sur la formule du produit d'asymétrie, cette dernière conclusion revient à dire qu'au point de vue optique tout se passe comme s'il existait entre les moments de ces radicaux les relations suivantes : isopropyle $<$ butyle secondaire $<$ propyle $<$ butyle $<$ isobutyle.

R. Dongier.

VASCHY. — Étude de variations d'énergie. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 284.

Si les forces, agissant sur un corps élastique qu'elles déforment, sont équilibrées constamment par les forces élastiques, le travail de

ces forces, dû aux déformations, se transforme en énergie élastique répartie dans le corps ; aucune autre variation d'énergie n'intervient forcément. Toutefois, si le travail des forces est négatif, l'énergie W ne peut en aucun cas devenir négative. W = o correspond à l'absence de déformations et de forces élastiques.

R. Dongier.

J. FOURNIER. — Sur un récipient de sûreté, destiné à contenir les gaz liquéfiés. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 353.

Les organes essentiels de cet appareil sont : 1° le robinet à pointeau ; 2° la soupape de sûreté.

Le robinet à pointeau a la forme ordinaire. La soupape de sûreté est métallique. Elle est fixée à l'extrémité d'un levier dont l'autre extrémité est mise en mouvement par le bout d'un tube-ressort. Suivant que la pression monte ou baisse, le diamètre de ce cercle grandit ou diminue. Si la pression dépasse une valeur déterminée, la soupape s'ouvre et laisse échapper le gaz.

R. Dongier.

Ch. de WATTEVILLE. — Nouveau mode de production de cristaux transparents. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 400.

Le cristal, plongé dans la dissolution qui le fait grandir, est animé d'un mouvement de rotation uniforme. Il est supporté par un cheveu tendu par un poids de platine. On opère en liqueur saturée qu'on renouvelle toutes les vingt-quatre heures. En trois jours, on peut obtenir ainsi des cristaux d'alun présentant une arête de 1 centimètre de longueur. De même, pour le sulfate de cuivre, le chlorate de soude, etc. Les cristaux ainsi préparés ont une transparence et un éclat analogues à ceux des pierres précieuses taillées, quel que soit l'axe au voisinage duquel s'effectue la rotation.

R. Dongier.

L. CAILLETET. — Sur les appareils employés pour recueillir l'air à grande hauteur dans l'ascension de *l'Aérophile*, du 18 janvier 1897. — Analyse de l'air recueilli — *C. R.*, t. CXXIV, p. 488.)

MUNTZ. — Observations au sujet de la communication de M. Cailletet. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 488.

Le réservoir est un cylindre de cuivre, fermé par deux calottes sphériques, d'une capacité d'environ 6 litres. Le conduit que suit l'air pour arriver au réservoir est un canal creusé obliquement à l'axe de la pièce mobile du robinet, de façon à aboutir à deux points situés à des hauteurs différentes, correspondant, l'un à l'aspiration de l'air, et l'autre à son entrée dans le réservoir. On évite ainsi l'influence des rayures circulaires presque invisibles qui mettent en communication les orifices d'entrée et de sortie, lorsque le conduit est perpendiculaire à l'axe du robinet. Le robinet est ouvert, puis fermé automatiquement par un mouvement d'horlogerie une heure un quart après le départ du ballon (c'est le temps que met l'aérostat pour atteindre la plus grande hauteur). Afin de soustraire les pièces mobiles au froid de ces régions, on entoure la boîte capitonnée qui les renferme d'un récipient métallique rempli d'acétate de sodium hydraté et surfondu. Le sel, en cristallisant, dégage assez de chaleur pour maintenir supérieure à 0°, pendant au moins quatre heures, la température de la boîte.

M. A. Müntz a fait l'analyse de l'air recueilli ; l'argon a été dosé par M. Schlœsing fils.

Acide carbonique dans 100 volumes d'air, 0,33 volume.

Pour 100 volumes d'air privé d'acide carbonique :

Oxygène.................	$20^{vol},09$
Azote.....................	$78^{vol},27$
Argon	$0^{vol},94$

La proportion d'acide carbonique est un peu forte ; les proportions des autres gaz sont celles de l'air des basses régions. S'il existe une différence, elle est faible et, pour la mettre en évidence, de nouvelles précautions seraient nécessaires, en particulier, dans le choix des huiles à graisser.

R. Dongier.

BERTHELOT. — Nouvel appareil pour l'application de l'analyse spectrale à la reconnaissance des gaz. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 525.

Le gaz est contenu dans une éprouvette en verre de 10 à 12 centimètres de longueur, de 7 à 15 millimètres de diamètre intérieur, reposant sur la cuve à mercure. La partie supérieure fermée est traversée par un fil de platine qui sert d'électrode. La deuxième électrode est à l'intérieur de l'éprouvette, en regard de la précédente, supportée par un tube de verre coudé, qui l'isole du mercure de la cuvette. On peut ainsi : 1° faire varier la distance explosive des deux pointes de platine intérieures ; 2° régler l'intensité des étincelles de la bobine, en employant ou en supprimant une bouteille de Leyde extérieure, et en faisant varier la période de l'interrupteur, ainsi que l'intensité du courant de charge. Afin d'éviter les radiations dues au platine, on doit viser de préférence la partie moyenne du trait de feu et ne faire agir le courant, chaque fois, que pendant quelques secondes.

R. Dongier.

E.-H. AMAGAT. — Sur les relations exprimant que les divers coefficients considérés en thermodynamique satisfont à la loi des états correspondants. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 547.

Si deux substances satisfont à la loi des états correspondants et si leurs réseaux peuvent être rendus superposables, après une réduction convenable de leurs ordonnées, les divers coefficients (coefficients de dilatation, de compressibilité, chaleurs latentes de vaporisation, etc.) satisfont à certaines relations de correspondance qui représentent des formes très intéressantes de la loi.

Tout coefficient $C = f(p, v, t)$, qui est fonction homogène des variables p, v, t, prend la valeur C' au point correspondant p', v', t'. Les valeurs $C_1 = f(p_1, v_1, t_1)$ et $C'_1 = f(p'_1, v'_1, t'_1)$ de ce coefficient pour le groupe des deux autres points correspondants p_1, v_1, t_1 et p'_1, v'_1, t'_1, satisfont à la relation

$$\frac{C}{C'} = \frac{C_1}{C'_1} = \frac{f(p, v, t)}{f(p', v', t')}.$$

Cette relation, jointe aux relations déjà montrées par l'auteur [1]

$$\frac{pv}{T} = \frac{p'v'}{T'} \qquad \text{et} \qquad \frac{p_1v_1}{T_1} = \frac{p'_1v'_1}{T'_1},$$

[1] *C. R.*, 16 juillet 1896 ; et *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 5 ; 1897.

où v représente le volume moléculaire, permet d'obtenir toutes les formes des relations exprimant qu'un coefficient C satisfait à la loi des états correspondants, les volumes étant rapportés aux poids moléculaires. En particulier, la formule de la chaleur latente moléculaire de vaporisation qui est :

$$\lambda M = AT (u' - u) \frac{dp}{dt},$$

conduit aux deux relations :

$$\frac{M\lambda}{M'\lambda'} = \frac{T_1}{T'_1} \quad \text{et} \quad \frac{M\lambda}{M'\lambda'} = \frac{T}{T'}.$$

La première formule, où T_1 et T'_1 sont rapportés au point critique, a été énoncée par Van der Waals, et la deuxième par M. Darzens.

Il en est de même pour l'entropie.

R. Dongier.

Georges DARZENS. — Sur les chaleurs latentes de vaporisation et la loi de Van der Waals. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 610.

La relation de Van der Waals :

$$\frac{M\lambda}{T_c} = f\left(\frac{T}{T_c}\right),$$

où M est le poids moléculaire, λ la chaleur latente de vaporisation à la température absolue T, T_c la température absolue critique, et F une fonction, la même pour tous les corps, a été transformée par M. Darzens et mise sous la forme

$$\frac{M\lambda}{T} = F\left(\frac{T}{T_c}\right),$$

où le premier membre est indépendant de la température critique. Le diagramme, où l'on porte en abscisse $\frac{T_c}{T}$, et en ordonnée $\frac{M\lambda}{T}$, a permis de vérifier avec les données expérimentales que la loi est vraie, à condition que l'on groupe les corps par séries, la forme de la fonction F étant la même pour tous les corps d'une même série. Le premier groupe renferme la benzine, le chloroforme, le tétra-

chlorure de carbone, l'anhydride sulfureux, le protoxyde d'azote, l'anhydride carbonique. Le deuxième groupe comprend l'eau, l'acétone et l'éther. Le troisième groupe est formé des alcools éthylique et propylique.

R. DONGIER.

TH. MARIE et H. RIBAUT. — Stéréoscopie de précision appliquée à la radiographie. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 613.

Deux épreuves d'un même corps organisé, prises en éclairant avec un tube focus dont la surface d'émission est très petite et qui est disposé de manière à remplir les conditions précisées par M. Cazes, peuvent donner, si elles sont observées avec le stéréoscope de cet auteur, la sensation du relief. On peut ainsi obtenir les positions relatives des différents vaisseaux sanguins d'une pièce anatomique, ainsi que la position d'une balle dans un crâne; ce procédé est donc susceptible d'applications pratiques présentant un réel intérêt.

R. DONGIER.

MAURICE HAMY. — Nouvelle lampe à cadmium pour la production de franges d'interférence à grande différence de marche. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 749.

Un tube de verre de 20 millimètres de diamètre et de 130 millimètres de longueur, étranglé en son milieu, renferme quelques centigrammes de cadmium; on a fait le vide avec la pompe à mercure, à la température de 300°. Les électrodes sont composées de deux manchons en laiton fixés contre chacune des extrémités du tube par la plombagine. Tout en faisant éclater l'étincelle, on maintient, à l'aide d'un four spécial, la température au voisinage de 350°; la lumière émise par le tube s'observe à travers une glace qui masque une petite fenêtre pratiquée dans l'étuve.

En même temps que les quatre radiations, rouge, verte, bleue, indigo, qui donnent les franges à grande différence de marche, l'étude spectroscopique de cette lumière a accusé toutes les raies connues du cadmium et, en plus : une faible raie rouge, $\lambda = 632$; les raies du sodium; une belle raie verte, $\lambda = 515$; une faible raie dans l'indigo, $\lambda = 466$.

R. DONGIER.



MAURICE HAMY. — Sur un appareil permettant de séparer des radiations simples très voisines. — *C. R.*, t. CXXV, p. 1092.

Un point lumineux P, qui émet deux radiations voisines, de longueur d'onde λ et λ', se trouve du côté de la face convexe d'une lentille plan convexe. Après avoir traversé la surface sphérique, les ondes lumineuses sont planes; elles se dédoublent en deux portions au contact de la surface plane semi-argentée de sortie de la lentille : l'une A est réfléchie ; l'autre émerge, se réfléchit sur un deuxième plan parallèle argenté à la distance a du premier, pénètre en partie dans la lentille en donnant des ondes B qui interfèrent avec A. Ces lumières vont converger en un point Q symétrique de P par rapport à l'axe principal du système. Il parviendra en Q de la lumière de longueur d'onde λ', si la distance a est calculée de telle sorte que la lumière de longueur d'onde λ soit éteinte, et réciproquement. Ce dispositif permet de reconnaître, dans une lumière donnée, l'existence de plusieurs radiations, si l'on observe les minima successifs obtenus en faisant varier a.

R. DONGIER.

GUSTAVE LE BON. — Nature des diverses espèces de radiations produites par les corps sous l'influence de la lumière. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 755.

PERRIGOT. — Sur la lumière noire. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 857.

LE BON. — Sur les propriétés électriques des radiations émises par les corps sous l'influence de la lumière. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 892.

HENRI BECQUEREL. — Explication de quelques expériences de M. G. Le Bon. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 984.

PERRIGOT. — Sur la transparence de l'ébonite. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 1087.

GUSTAVE LE BON. — Sur les propriétés de certaines radiations du spectre. — Réponse aux objections de M. Becquerel. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 1148.

Voici, en principe, en quoi consiste l'expérience de M. Le Bon : Une surface recouverte de sulfure de zinc phosphorescent est exposée à la lumière, puis recouverte d'une lame d'ébonite sur laquelle on dispose comme écrans des objets métalliques. On expose le tout au soleil pendant quelques secondes. Après coup, la phosphorescence est presque éteinte, sauf en regard des pièces métalliques.

M. Le Bon attribue au métal la propriété d'exciter la phosphorescence.

M. Becquerel pense, au contraire, que les rayons rouges et infrarouges traversent l'ébonite et éteignent la phosphorescence aux points où la plaque métallique ne les intercepte pas.

M. Perrigot pense que la lumière blanche traverse l'ébonite.

Si on remplace le sulfure de zinc par la pellicule photographique préalablement voilée, les mêmes phénomènes se produisent. La plaque subit au travers de l'ébonite l'action continuatrice des rayons rouges et infra-rouges ; les écrans métalliques protègent la plaque contre cette action. Après une pose courte, le fond apparait, au développement, plus foncé que la silhouette des écrans. Si la pose est prolongée, le fond paraît moins altéré que ne l'a été, dans la région protégée par les écrans, la plaque elle-même au moment de la production du voile préalable. R. Dongier.

V. AGAFONOFF. — Comparaison de l'absorption, par les milieux cristallisés, des rayons lumineux et des rayons Röntgen. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 855.

Les expériences ont été faites avec cent quarante-neuf lames cristallines dont on avait déjà étudié les propriétés absorbantes pour la lumière. Ces corps ont été rangés en cinq groupes, suivant l'ordre croissant de leurs transparences.

Premier groupe. — Presque opaque ; l'absorption est comparable à celle produite par une lame de platine : sulfates de manganèse, de cuivre, de cadmium, de didyme, de magnésium, de nickel, d'ammonium et de potassium ; azotates de strontium, de mercure, d'uranium ; formiate de strontium.

Deuxième groupe. — Très peu transparent : azotate de cuivre-tétrabromyrdialite, chlorobenzyle.

Troisième groupe. — Peu transparent : alun d'ammonium ; azotates de potassium, de sodium, d'ammonium ; chloralhydrate, sulfate d'hydrazine ; mallate d'ammonium ; acide hémimellitique, acide tartrique, dinitrochlorobenzène.

Quatrième groupe. — Assez transparent : résorcine, acide citrique antipyrine, mannite, métylacétaniline, isodulcite, hexamétylène, vanilline, acide nitranisique, salol, érythrite.

Cinquième groupe. — Très transparent : benzophénone, acide cinnamique, acide quinique, asparagine, cholestrophane, bornéol.

Si l'on compare l'absorption pour les rayons lumineux et pour les rayons Röntgen, on trouve qu'il existe une sorte d'opposition. Les sulfates, transparents pour la lumière ultra-violette, sont opaques pour les rayons Röntgen; l'inverse a lieu pour les matières organiques. Les azotates absorbent les rayons lumineux plus que les sulfates et moins que les corps organiques; les rayons Röntgen, au contraire, moins que les sulfates et plus que les corps organiques.

Enfin, tandis que l'acide joue un rôle d'égale importance pour l'absorption de deux espèces de radiations, la nature de la base influe, au contraire, davantage dans le cas des rayons Röntgen.

R. Dongier.

F.-A. FOREL. — Seiches des Lacs et Ouragan-Cyclone. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 1074.

Une baisse barométrique rapide de 6 millimètres de mercure, comme celle qui a été constatée à la tour Saint-Jacques de Paris, pendant le cyclone du 10 septembre 1896, provoquerait sur l'extrémité d'un lac une crue locale de $6 \times 13{,}6 = 82$ millimètres; aussitôt la perturbation terminée, l'eau, tendant à reprendre son niveau primitif, le dépasserait d'une quantité égale à la dénivellation initiale; d'où une ondulation d'environ 163 millimètres d'amplitude. Un tel effet, à cause de la forme particulière du lac Léman à Genève, suffit pour expliquer la seiche de $1^{m},93$ observée par Veinié, le 3 octobre 1841, au limnimètre de la machine hydraulique de cette ville. R. Dongier.

J. COLLET. — Nouvelles déterminations de la pesanteur. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 1088.

Pour compléter ses recherches sur la variation de l'intensité de la pesanteur le long d'un même parallèle, l'auteur a fait des mesures à Saint-Pierre-le-Chastel, puis à Aurillac, sur le Plateau Central, et ensuite à Turin, de l'autre côté des Alpes. Voici les résultats obtenus :

	Saint-Pierre-le-Châtel	Aurillac	Turin
Altitude	753	640	233
Latitude	45°48′	44°55′46″	45°4′8″
Densité	2,73	2,73	2
g_0	9,80705	9,80661	9,80637
g_1	9,80752	9,80682	9,80694
$g_0 - g_1$	— 0,00047	— 0,00021	— 0,00057

g_0 représente la gravité observée réduite au niveau de la mer ; et g_1, la valeur normale de la gravité, au niveau de la mer, calculée par la formule Defforges. On voit que, dans chacune des stations, on a constaté un déficit de la pesanteur.

Le déficit de Turin a lieu de surprendre, malgré le voisinage des Alpes. Ce résultat est à rapprocher de l'anomalie remarquable dans la direction de la pesanteur qui a été constatée à cette station.

R. DONGIER.

GOUY. — Sur la réflexion de la lumière par une surface longue et étroite. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 1146.

L'auteur rappelle qu'en faisant réfléchir la lumière naturelle sur le tranchant d'un rasoir, on obtient de la lumière partiellement polarisée dans un plan normal au plan d'incidence. Ce résultat, qui a été énoncé par lui [1], a été retrouvé par MM. Nichols et Rubens [2], avec des rayons calorifiques de grande longueur d'onde (24μ), qu'on fait réfléchir sur une bande d'argent étroite (6μ).

R. DONGIER.

PONSOT. — Sur un moyen de reconnaître une bonne méthode cryoscopique. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 1227.

Pour se rendre compte des erreurs systématiques qui interviennent dans la méthode cryoscopique, il suffit de déterminer l'influence de la surfusion sur l'abaissement du point de congélation. M. Ponsot fait ainsi la comparaison de ses expériences avec celles de M. Raoult.

R. DONGIER.

LECOQ DE BOISBAUDRAN. — Examen de quelques spectres. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 1419.

Il résulte d'une discussion approfondie que les résultats de M. Lecoq de Boisbaudran avec Cu, Ag, K et Au, ne sont pas contredits par ceux de MM. Eder et Valenta [3].

R. DONGIER.

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. VIII, p. 187.
(2) *Physical Review*, 1897 ; *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 215 ; 1897.
(3) *Ueber die Spectren von Kupfer, Silber und Gold*, Wien, 1896 ; — et *Ueber das Spectrum des Kaliums, Natriums und Kadmiums, etc.* Wien, 1894.

Auguste et Louis LUMIÈRE. — Application de la photographie à la mesure des indices de réfraction. — *C. R.*, t. CXXIV, p. 1438.

Une lame de verre, à faces parallèles, est recouverte d'une pellicule photographique. La lumière, diaphragmée par un écran en acier appliqué contre la pellicule, a accès sur le verre par un trou de 1 millimètre de diamètre. On constate au développement que l'image ne se limite pas au point éclairé, mais que ce point est entouré d'une couronne provenant de la réflexion totale, sur l'autre face de la plaque, de la lumière émise par le point éclairé. Le diamètre de cette couronne change si la surface inférieure est en contact avec un liquide qui imbibe une feuille de drap noir.

Si on représente par n l'indice du verre qui constitue la glace, par e l'épaisseur de la glace mesurée à 1μ près, par R le demi-diamètre du halo mesuré à 10μ près, par x l'indice du liquide étudié, on a :

$$x = \frac{Rn}{\sqrt{4e^2 + R^2}}.$$

La valeur de x peut être obtenue à $\frac{1}{1.000}$ près.

R. Dongier.

M. et Mme VALLOT. — Influence de l'altitude et de la chaleur sur la décomposition oxalique par la lumière solaire. — *C. R.*, t. CXXV, p. 857.

La méthode actinométrique employée est celle de M. Duclaux, basée sur la décomposition, par la lumière, d'une solution d'acide oxalique préparée dans certaines conditions :

1° L'action chimique de la lumière est beaucoup plus considérable à la station du Montanvert (1.925 mètres) qu'à Chamonix (1.095 mètres). Le rapport, dans les journées les plus comparables, a varié de 1,5 à 2,9. L'actinisme chimique augmente donc rapidement avec l'altitude ;

2° La chaleur, ayant par elle-même une faible action décomposante, acquiert une puissance considérable à la lumière. Ainsi, une solution exposée simplement au soleil a subi une combustion de 10 0/0, tandis qu'une solution exposée en même temps, mais qui a été maintenue à une température plus élevée de 12°, a subi une combustion de 50 0/0.

Ces expériences expliquent pourquoi les nègres résistent mieux que les blancs au soleil des Tropiques; c'est que le noir, bien qu'augmentant la température, diminue assez l'action lumineuse pour abaisser très fortement la combustion solaire.

R. Dongier.

H. WILDE. — Sur quelques nouvelles lignes spectrales de l'oxygène et du thallium. — *C. R.*, t. CXXV, p. 708.

Les lignes spectrales $0^{\mu},7760$ et $0^{\mu},7160$ appartenant à l'oxygène, $0^{\mu},6935$ appartenant au thallium, apparaissent lorsque l'étincelle électrique éclate entre deux électrodes de thallium dans de l'air comprimé à 20 atmosphères.

R. Dongier.

J. VIOLLE. — L'actinométrie et les ballons. — *C. R.*, t. CXXV, p. 627.

Les deux actinomètres de M. Violle, placés, l'un à la partie supérieure du ballon *le Balaschoff*, l'autre au-dessous de la nacelle, ont parfaitement fonctionné. Il y a lieu d'espérer des indications exactes pour les altitudes plus élevées que celle atteinte par MM. Hermite et Besançon, le 21 octobre 1897.

L'appareil destiné à mesurer photographiquement l'intensité solaire s'est de même bien comporté. Il est donc possible, avec une disposition bien appropriée des instruments et un choix convenable des substances photographiques, d'étudier les variations avec l'altitude de l'intensité des diverses radiations.

R. Dongier.

L. CAILLETET. — Appareil destiné à mesurer les hauteurs atteintes par les aérostats. — Vérification des indications fournies par le baromètre. — *C. R.*, t. CXXV, p. 587.

Un appareil photographique enregistre à la fois la hauteur barométrique et donne un dessin du paysage. Si la longueur focale de l'objectif photographique est parfaitement connue, l'altitude de l'aérostat peut être obtenue en mesurant, sur le cliché, la longueur de l'image d'un objet dont les dimensions sont connues.

L.-C. DE COPPET. — Sur la température du maximum de densité des solutions de chlorure de baryum.. — *C. R.*, t. CXXV, p. 533.

La méthode est celle décrite aux *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. III. Les températures sont celles du thermomètre à hydrogène.

POIDS DE $BaCl^2$		TEMPÉRATURE du MAXIMUM de densité	ABAISSEMENT de la TEMPÉRATURE du maximum D	ABAISSEMENT MOLÉCULAIRE	
dans 1000 grammes d'eau P	dans 1 litre de solution à 15° P'			$\frac{D}{P} \times 207,9$	$\frac{D}{P'} \times 207,9$
0,00	0,00	3°,982	»	»	»
6,73	6,72	3 ,210 3 ,204	0,775	23,94	23,97
10,42	10,40	2 ,785	1,197	23,88	23,93
20,83	20,79	1 ,572	2,409	24,04	24,09
41,72	41,56	— 0 ,843	4,825	24,04	24,14

L'abaissement moléculaire du maximum de densité est sensiblement proportionnel au poids de $BaCl^2$ dissous dans 1.000 grammes d'eau.

R. DONGIER.

M. BERTHELOT. — Sur les miroirs de verre doublé de métal dans l'antiquité. — *C. R.*, t. CXXV, p. 473.

M. Th. Robert, conservateur du Musée archéologique de Reims, a découvert de petits miroirs en verre mince aux lieux dits : la Fosse-Pierre, la Longe et la Maladrerie (nécropoles gallo-romaines des IIIe et IVe siècles de notre ère). Ces miroirs ont été fabriqués en recouvrant à chaud de petites lamelles sphériques en verre avec du plomb qui, fondu, adhère au verre.

C'est le procédé, décrit par Vincent de Beauvais au XIIIe siècle. Cette application a pu se faire ou bien sur la calotte sphérique déjà isolée, ou bien dans l'intérieur du ballon primitif soufflé, ce qui serait peut-être plus prompt et plus régulier.

Les miroirs de verre recouverts métalliquement paraissent dater de la plus haute antiquité. Ainsi on connaît le texte antique des *Problemata* (I,132) d'Alexandre d'Alphrodisias (1) (IIIe siècle après

(1) BECKMANN, *Geschichte der Erfindungen*, t. III, p. 501 ; 1792.

J.-C.) qui dit : « Pourquoi les miroirs de verre ont-ils un si vif éclat? Parce qu'on les revêt intérieurement d'étain. »

R. Dongier.

W. HUGGINS. — Sur les spectres des étoiles principales du Trapèze de la nébuleuse d'Orion. — *C. R.*, CXXV, p. 516.

Les spectres des trois étoiles les plus lumineuses du Trapèze semblent confirmer l'existence d'une relation physique entre les étoiles et la nébuleuse. De plus, ces spectres présentent une particularité importante : c'est la superposition des raies noires principales avec des raies brillantes en général plus larges. Cette superposition n'est pas toujours symétrique; dans la plupart des cas, la raie brillante se trouve, plus ou moins, à côté de la raie noire. Ce phénomène, qui est particulièrement net avec les raies de l'hydrogène de H_β à H_π, ressemble à celui bien connu du spectre de l'étoile variable β de la Lyre.

R. Dongier.

W. HUGGINS. — Sur les spectres des composantes colorées des étoiles doubles. — *C. R.*, t. CXXV, p. 512.

Les étoiles doubles, observées à l'aide de la fente à réflexion qui est utilisée par l'auteur depuis 1894, présentent des particularités intéressantes au point de vue spectroscopique. Ainsi les deux étoiles β du Cygne, bien que constituées des mêmes matériaux, ont des couleurs différentes; l'étoile principale brille d'un jaune d'or, tandis que l'autre offre une teinte bleue prononcée. Cette dernière étoile de cinquième grandeur est du type des étoiles blanches qu'on regarde comme les plus jeunes, tandis que le spectre de l'étoile principale (deuxième grandeur) se rapproche davantage de celui du soleil (excepté que la raie sombre K est encore moins large que H). Pour expliquer cette anomalie, il y a lieu de penser que, malgré la constitution chimique semblable des deux astres, l'étoile brillante n'est pas la plus grande et que l'existence d'une transformation peu avancée dans l'étoile la moins brillante n'est que l'indice d'une masse plus grande.

R. Dongier.

M. BRILLOUIN. — Appareil léger pour la détermination rapide de l'intensit de la pesanteur. — *C. R.*, t. CXXV, p. 292.

Le pendule bat le quart de seconde, pèse 100 grammes, et est supporté par un système cent fois plus lourd que lui.

Sur l'axe de la roue d'échappement du chronomètre, est monté un petit disque d'aluminium, muni de quinze fentes radiales (dont une élargie pour servir de repère); au-dessus du disque se trouve une lame de laiton noirci, percée d'un petit trou ($0^{mm},2$) et d'une large ouverture (2 millimètres sur 4 millimètres), traversée par un fil de cocon. La lumière éclatante d'une lampe à acétylène éclaire le trou, traverse un objectif de lunette placé près du fond de la boîte du chronomètre, se réfléchit sur la face polie supérieure du pendule, revient à travers l'objectif former une image du trou dans la large ouverture voisine. Le pendule étant au repos, l'image du fil de cocon du petit trou est amenée en coïncidence avec le fil de la large ouverture. Ces images sont observées au moyen d'un objectif de microscope solidaire de l'objectif inférieur, et d'un oculaire indépendant muni d'une échelle divisée.

La régularité de la marche du chronomètre est assurée si l'amplitude est invariable; les causes de variation de la période agissent, en effet, au premier ordre sur l'amplitude, et au second ordre seulement sur la période.

R. Dongier.

A. de GRAMONT. — Sur le spectre du carbone. — *C. R.*, t. CXXV, p. 172, 238.

Les carbonates alcalins fondus, soumis à l'étincelle condensée, donnent les raies des métaux; les raies du carbone apparaissent soudain, si la source de chaleur est rapidement écartée. On arrive à ce résultat en augmentant la longueur de l'étincelle. Les expériences ont été faites dans l'hydrogène successivement avec des électrodes de graphite et avec des électrodes contenant des carbonates fondus. Voici les résultats :

	Carbone libre				Carbonates fondus				
	Angstrom et Thalen	i	Eder et Valenta	i	A. de Gramont	i		$N = \frac{1}{\lambda}$	Différences
Cα	658,40	10	658,42	1	»		Non vue.	151,83	
Cα	657,85	12	657,87	1	657,83	1	Très bien marquée.	151,96	
Gr I	569,51	6	»		»		Non vue.	175,57	
Gr I	566,19	6	»		566,22	3	Facilement visible.	176,34	
Gr I	564,75	8	»		564,86	3	Facilement visible.	176,98	0,44
Gr I	563,96	2	»		564,10	2,5	Facilement visible.	177,20	0,22
Gr II	538,00	2	537,98	1	537,99	5	Assez bien marquée.	185,83	8,63
Gr II	515,14	5	515,12	1	515,16	7	Très bien marquée.	194,07	8,24
Gr II	514,50	6	514,49	1	514,46	7	Très bien marquée.	194,31	0,24
Gr II	514,38	3	513,27	1	513,29	7	Très bien marquée.	194,73	0,42
	Non vue	»	455,63	1	»		Non vue.	219,41	
Cβ	426,66	10	426,75	4	426,70	9	Forte, très large et diffuse.	234,25	

R. Dongier.

M. HENRIET. — Nouvelle pompe à mercure sans robinet ni joint mobile.

V. CHABAUD. — Sur les pompes à mercure sans robinet. — *C. R.*, t. CXXV, p. 22, 101.

Le réservoir, qui est successivement rempli, puis vidé, par le jeu de montée et de descente du réservoir auxiliaire contenant le mercure, est mis, par sa partie supérieure, en communication avec un tube qui, se recourbant et se dirigeant verticalement, débouche sur une cuve à mercure. C'est par là que s'échappent les gaz. Au tube fixé à la partie inférieure du réservoir est soudé le tube de verre en communication avec le récipient dans lequel on veut faire le vide. Ce tube s'élève verticalement à une hauteur d'environ 1 mètre, puis se recourbe et redescend jusqu'à la hauteur du réservoir. Il est mis alors en communication à la fois avec l'enceinte à vider et avec deux tubes verticaux en verre; l'un d'eux, de 1 mètre de longueur, plonge dans le mercure et sert de manomètre. L'autre, terminé par un tube en caoutchouc, peut, le cas échéant, servir à l'utilisation de la trompe à eau.

M. Chabaud pense que la disposition de M. Henriet n'est pas nouvelle, et que la fragilité de l'instrument n'est pas amoindrie par la suppression de la soupape.

R. Dongier.

V. AGAFONOFF. — Sur l'absorption de la lumière par les cristaux. — *C. R.*, t. XXV, p. 87.

Le fait, indiqué dans une précédente Note (août 1896), relatif à l'inversion du spectre d'absorption de la tourmaline dans l'infra-rouge, est inexact.

R. Dongier.

F.-M. RAOULT. — Influence de la surfusion sur le point de congélation des dissolutions de chlorure de potassium et de sucre. — *C. R.*, t. CXXV, p. 751.

L'abaissement correct C du point de congélation d'une solution peut être exprimé en fonction de l'abaissement observé C', après une surfusion S, par la relation

$$C = C'(1 - kS),$$

dans laquelle k est une quantité qui dépend de l'appareil et de la méthode d'observation. Le coefficient k est variable avec la surface; en adoptant pour k une valeur constante, l'erreur commise est trop faible pour changer sérieusement la signification des résultats. Elle n'atteint pas, en effet, un millième de degré. Les points de congélation, obtenus par la méthode graphique de M. Raoult, sont donc corrects, ainsi que les abaissements moléculaires qui s'en déduisent.

R. Dongier.

CROVA. — Sur l'enregistrement de l'intensité calorifique de la radiation solaire. — *C. R.*, t. CXXV, p. 804.

M. Crova a modifié son actinomètre, en usage déjà depuis longtemps, de manière à le rendre transportable. En plus des perfectionnements nouveaux qui rendent ses indications très précises, des arrêts convenables fixent solidement le cadre mobile, l'aiguille et le cylindre tournant. L'appareil a parfaitement subi les épreuves d'un voyage de Montpellier à Meudon, puis au mont Blanc.

R. Dongier.

A. GUÉBHARD. — Sur un mode d'enregistrement photographique des effluves. — *C. R.*, t. CXXV, p. 814.

Une plaque photographique au gélatino-bromure, plongée dans un bain normal affaibli de diamidophénol, ne subit pas une action uniforme sur toute sa surface, si les températures de ses diverses parties ne sont pas identiques; à un point plus chaud correspond une couronne noire; à un point plus froid correspond un amas noir. Cette action est due au liquide, puisqu'une plaque, soumise d'abord à sec à l'action d'un pôle thermique, puis plongée, après avoir été refroidie, dans le bain de développement, ne montre rien de spécial.

R. Dongier.

Ph.-A. GUYE et Mlle E. ASTON. — Influence de la température sur le pouvoir rotatoire des liquides, BERTHELOT. Sur le pouvoir rotatoire des corps polymérisés comparés avec leurs monomères. — *C. R.*, t. CXXV, p. 194; t. CXXV, p. 819 et 822.

Les faits connus jusqu'à ce jour permettent de formuler les conclusions suivantes : 1° En général et dans les limites des expériences actuelles, le pouvoir rotatoire spécifique d'un fluide actif diminue progressivement sous l'influence d'une élévation de température, sans variation brusque, lorsque le fluide passe de l'état liquide à l'état de vapeur; 2° le pouvoir rotatoire d'un fluide actif ne paraît pas se rapprocher d'une limite, lorsqu'on soumet ce fluide à des températures de plus en plus élevées.

L'alcool amylique primaire paraît être en opposition avec ces conclusions générales; le pouvoir rotatoire décroît, lorsque la température s'élève, pour reprendre des valeurs croissantes, dans le voisinage du point d'ébullition, valeurs qui se trouvent encore dépassées lorsque ce corps se trouve à l'état de vapeur. Cette anomalie peut être expliquée en remarquant que la dépolymérisation, d'abord faible loin du point d'ébullition, augmente rapidement lorsqu'on se rapproche du point d'ébullition, pour devenir totale lorsque le corps passe à l'état de vapeur. Il en résulte que le pouvoir rotatoire va d'abord en diminuant, puis augmente ensuite.

M. Berthelot signale l'isotérébenthène $C^{10}H^{16}$, qui présente un pouvoir rotatoire égal à — 10°, et qui peut être comparé avec la métatérébenthène $C^{20}H^{32}$, dont le pouvoir rotatoire est — 3°,2. Une relation

analogue existe entre le styrolène et le métastyrolène. Ces faits, observés en dehors de toute idée préconçue, sont significatifs et peuvent être rapprochés des inductions de M. Guye.

R. DONGIER.

RÉMY et CONTREMOULINS. — Appareil destiné à déterminer d'une manière précise, au moyen des rayons X, la position des projectiles dans le crâne. — *C. R.*, t. CXXV, p. 831.

La position de la balle dans un crâne est déterminée géométriquement par le repérage des ombres produites par les rayons X sur des plaques photographiques convenablement disposées, par rapport à diverses positions bien déterminées d'un tube focus.

R. DONGIER.

A. COTTON. — Procédé simple pour constater le changement de période de la lumière du sodium dans un champ magnétique. — *C. R.*, t. CXXV, p. 865.

Une flamme A d'alcool contenant du bromure de sodium en dissolution paraît bordée de noir si elle est observée au travers d'une flamme B de même nature, à condition que la partie éclairante de B soit mince et d'un éclat médiocre. Si on dispose la flamme de B entre les armatures d'un électro-aimant, et si la direction AB est celle des lignes de force, le bord noir de A disparaît lorsqu'on excite l'électro-aimant; c'est qu'en effet la variation de période de B résultant du champ magnétique (phénomène de Zeeman) supprime l'absorption.

R. DONGIER.

A. COTTON. — Sur la polarisation de la lumière émise par une flamme de sodium placée dans un champ magnétique. — *C. R.*, t. CXXV, p. 1169.

La couche absorbante qui borde la flamme du sodium joue un grand rôle dans le phénomène découvert et étudié par MM. Egoroff et Georgiewsky. L'auteur le prouve et complète l'explication de Lorentz sur les expériences de Zeeman.

1° Ainsi que Lorentz l'a fait remarquer, on peut s'expliquer que la polarisation partielle n'ait été observée par Egoroff et Georgiewski qu'avec la lumière des raies spectrales spontanément renversables;

2° De même on explique que les expériences d'Egoroff et Georgiewski ne réussissent que si l'on emploie une source aussi monochromatique que possible. Toute polarisation disparaît avec une source très chargée en sodium;

3° On explique aussi que pour des observations faites parallèlement ou perpendiculairement au champ, l'intensité lumineuse d'une flamme de sodium augmente par l'action d'un champ magnétique;

4° M. Cotton se propose de montrer, dans un travail plus étendu, comment les modifications plus compliquées des raies du sodium, observées dans certaines conditions par Lodge et Davies, se rattachent d'une manière simple aux faits précédents.

R. Dongier.

PONSOT. — Recherches osmotiques sur les solutions très étendues de sucre de canne. — *C. R.*, t. CXXV, p. 867.

M. Ponsot a obtenu des vases de Pfeffer et s'est installé dans le puits du service commun aux laboratoires de physique de la Sorbonne; il a déterminé la vitesse d'osmose aux différentes hauteurs, afin de fixer la hauteur de vitesse nulle ou d'équilibre osmotique. Voici les conclusions :

1° Pour les solutions très étendues, le coefficient i de la relation de Van t'Hoff est égal à l'unité, de même que pour les solutions concentrées (Pfeffer, Naccari);

2° On doit, conformément aux résultats cryoscopiques de l'auteur, rejeter l'hypothèse de la dissociation du sucre dans les solutions étendues.

R. Dongier.

H. PARENTY. — Sur les vitesses, les températures et les poids spécifiques des gaz parfaits et de la vapeur d'eau s'écoulant à travers les orifices (2e Mémoire). — *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XII, p. 289.

Mémoire très documenté, conduisant, d'une part, à des applications d'ordre pratique pour la mesure de la quantité de vapeur dépensée dans une usine, et permettant, d'autre part, de dégager des faits qui se rattachent à la constitution de la matière.

R. Dongier.

M. BRILLOUIN. — Vents et nuages (Résumé). — *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XII, p. 145.

Cette Note est le résumé d'un Mémoire plus étendu qui a paru, en 1898, dans les *Annales du Bureau central météorologique*.

L'étude des nuages est intéressante, puisque, ainsi que le déclarent C. Ley (1) et Abercrombry (2), l'aspect du ciel suffit à renseigner sur ce qui se passe dans une étendue d'au moins 100 ou 200 kilomètres de rayon. M. Brillouin a repris, sous une forme géométrique élémentaire, la théorie de Helmholtz, et discuté la forme et la stabilité des surfaces de séparation de deux zones inégalement nuageuses, animées de vents différents. Il a tracé des coupes schématiques des bandes de mélange avec leurs nuages, les uns ascendants, les autres descendants, en indiquant dans quels cas la pluie en résulte, par averse ou ininterrompue; dans quels cas, au contraire, le ciel se dégage et avec quels aspects.

Pour arriver à ce résultat, l'auteur a dû compléter la théorie des mélanges de M. von Bezold, en insistant sur le fait qu'un mélange d'air nuageux et d'air limpide peu humide est toujours accompagné d'un abaissement de température par évaporation partielle.

R. DONGIER.

IL NUOVO CIMENTO;

4e série, t. VII; 1er semestre 1898.

A. BATTELLI. — Effluvi elettrici unipolari nei gas rarefatti (Effluves électriques unipolaires dans les gaz raréfiés). — P. 81.

Un tube contenant un gaz raréfié, mis en communication par deux électrodes avec un même pôle d'une machine électrostatique ou d'une bobine de Ruhmkorff, s'illumine dans toute sa longueur, à l'exception d'une partie parfaitement obscure à bords nets situés en son milieu.

(1) *Modern Meteorology*, 1898, 4e conférence: *Clouds and Weather signs*, p. 102-136.

(2) *Weather, a popular exposition of the nature of Weather changes from day to day*, 3e édit., 1 vol. London.

Le phénomène a déjà été signalé par Spottiswoode et Moulton [1]. L'auteur l'a étudié en en modifiant de plusieurs façons les conditions.

Déplacement de la bande obscure. — Si la raréfaction n'est pas très grande, en réunissant les deux électrodes au pôle de la machine par deux résistances différentes, la bande obscure se rapproche de la résistance la plus grande et peut même disparaître à l'extrémité du tube. En mettant en série plusieurs tubes semblables à la suite les uns des autres, on n'obtient qu'une plaque obscure au milieu du tube central; les autres s'illuminent et font l'effet de résistances pour celui-ci. En approchant du tube un conducteur en communication avec le sol, comme le doigt, la bande noire s'en éloigne. Ce déplacement est très sensible.

Influence de la nature de la décharge. — L'effet produit dans le tube par des décharges oscillantes ou continues, examiné au miroir tournant, est identique.

Influence de la pression. — Si le tube est en communication avec un pôle positif, à la pression d'environ 6 centimètres apparaissent aux électrodes deux auréoles couleur chair dont la longueur augmente avec la distance explosive. En augmentant la raréfaction (2 à 3 centimètres), on obtient le même effet avec des distances explosives plus faibles. Enfin dès ce moment avec des distances explosives suffisantes les auréoles s'étendent dans tout le tube, en ne laissant entre elles qu'une bande obscure à bords nets. A 1 millimètre de pression, la bande obscure se réduit à un anneau; la fluorescence verte du tube commence à apparaître en même temps que diminue l'illumination.

Avec le pôle négatif, les auréoles sont remplacées par des langues de feu plus visibles dans les mêmes conditions. La bande obscure finale est à bords frangés. Quand la pression devient très faible (inférieure à 1 millimètre), partent des électrodes deux traits lumineux qui finissent par se réunir au milieu.

Anneaux lumineux latéraux. — A la pression d'environ 2 centimètres, pour des tubes de plus de 25 centimètres de long, deux anneaux lumineux apparaissent de chaque côté de la bande obscure, dans le cas d'un pôle négatif. Pour un pôle positif, ils sont remplacés par deux anneaux obscurs. Ils se déplacent avec la bande sous l'influence du doigt.

---

(1) *Ph. Trans.*, vol. CLXX, I, p. 215.

Distribution du potentiel à l'intérieur des tubes. — Le tube utilisé porte dans sa longueur plusieurs petites plaques d'aluminium communiquant avec le dehors par des fils de platine. Leur potentiel est mesuré par l'intermédiaire d'un plan d'épreuve et d'un électromètre. Le potentiel diminue à partir de chaque électrode vers la bande obscure où il est sensiblement nul.

Action d'un champ électrostatique. — Un conducteur positif approché du tube, lui-même en communication avec un pôle positif, fait diminuer l'auréole de l'électrode la plus voisine et augmenter l'autre. C'est l'inverse, si le conducteur est négatif.

Action du magnétisme. — Pas d'action sensible, sauf dans le cas d'un tube négatif où le vide est assez poussé pour avoir les lignes lumineuses partant des deux électrodes. Elles sont déviées comme des courants électriques.

Rayons anodiques et cathodiques. — Quand la raréfaction est assez avancée, il se produit sur le verre une fluorescence verte. M. Battelli l'attribue à des rayons émanés des électrodes, qu'il appelle *anodiques*, quand le tube est chargé positivement, *cathodiques* dans le cas contraire. Ces rayons partent normalement des électrodes, mais se repoussent dans la partie centrale, comme le montre l'ombre d'un morceau de métal placé dans le tube. L'action d'un champ électrostatique et électromagnétique a été étudiée, ainsi que l'action photographique de ces rayons.

Cet intéressant mémoire se termine par des considérations sur les différentes explications qu'on peut donner des phénomènes observés. M. Battelli pense qu'aux pressions pour lesquelles règne encore un espace obscur dans le tube, il ne saurait y avoir un véritable transport des ions, totalement dissociés. Par contre, on pourrait se ranger à l'opinion de J.-J. Thomson, en admettant que les molécules des gaz sont polarisées et se disposent suivant des chaînes (chaînes de Grotthus), avec leurs pôles de noms contraires en regard. Quant au mécanisme de la décharge ou à la cause de l'illumination, on peut admettre l'hypothèse de J.-J. Thomson qu'entre les molécules de ces chaînes ont lieu les échanges d'atomes qui se produisent au sein des électrolytes, dans la théorie de Grotthus, ainsi que l'hypothèse très ingénieuse de Ebert et Wiedemann [1], d'après laquelle les charges des molécules agissent les unes sur les autres en produisant

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 275; 1895.

des déplacements suivis d'oscillations qui suscitent les vibrations lumineuses de l'éther environnant.

Enfin M. Battelli croit que ses expériences ne peuvent s'expliquer qu'en admettant la séparation d'une partie des molécules en leurs ions, ceux-ci étant, pour une raréfaction très avancée, lancés avec une grande vitesse à travers le tube, sans qu'il résulte nécessairement de cette dernière hypothèse que les rayons anodiques et cathodiques doivent se propager avec la vitesse même de ces particules.

H. Bagard.

SANDRUCCI. — Azione del magnetismo sulla direzione dei raggi catodici e sulla produzione diquesti et degli X (Action du magnétisme sur la direction des rayons cathodiques et sur la production de ceux-ci et des rayons X). — P. 112.

En plaçant un tube de Crookes entre les deux pôles d'un fort électro-aimant orienté de façon variable, M. Sandrucci a observé une déviation des rayons cathodiques et une influence sur la production des rayons de Röntgen.

Les rayons cathodiques se comportent toujours, au point de vue électrodynamique par rapport aux courants de l'aimant, comme des courants rectilignes allant de l'anticathode à la cathode [1].

Pour la production des rayons X, M. Sandrucci arrive à un résultat qui semble contraire à la loi donnée par Melani, pour les tubes de Geissler [2]. Il explique cette contradiction apparente par la variation du degré de vide dans une ampoule servant un certain temps.

A. Gallotti.

RIZZO. — Misure attinometriche del calore solare eseguite sulle Alpi (Mesure actinométrique de la chaleur solaire exécutée sur les Alpes). — P. 120.

Pour mesurer l'absorption des radiations solaires par l'atmosphère terrestre, on peut mesurer leur intensité pour diverses positions du soleil au-dessus de l'horizon ou à différentes altitudes.

Cette deuxième méthode a été appliquée récemment par A. Vallot [3]. Mais, les résultats paraissant difficilement admissibles à M. Rizzo, il a exécuté une série d'expériences, à la cabane Regina-Margherita, sur le mont Rose, qui ont déjà été publiées [4].

(1) Cf. Q. Majorana, *La scarica elettrica attraverso i gas e i raggi Röntgen.*
(2) *Nuovo Cimento*, maggio 1897, p. 356; — *J. de Phys.*, ce vol., p. 154.
(3) *Ann. de l'Obs. mét. du mont Blanc*, t. II, 1896.
(4) *Memorie della Societa degli spettroscopisti italiani*, XXVI, 1897; XXVII, 1878.

Les mesures de la quantité de chaleur reçue à diverses altitudes et pour des distances zénithales du soleil différentes ont conduit M. Rizzo à adopter pour constante solaire, en dehors de l'atmosphère,

$$Q = 25 \text{ petites calories,}$$

par minute et par centimètre carré.

A. GALLOTTI.

A. RIGHI. — Nuovo indicatore di onde ellettriche (Nouvel indicateur d'ondes électriques). — P. 131.

L'auteur a remarqué que, si on réunit aux deux pôles d'une pile les extrémités d'un tube où l'on a fait le vide, de façon que la force électromotrice soit un peu trop faible pour produire la décharge, en faisant jaillir des étincelles dans le voisinage, le passage de l'électricité a lieu, et un galvanomètre mis sur le courant est dévié tant que jaillissent les étincelles. On peut substituer au galvanomètre un relais ou un récepteur télégraphique.

Les expériences ont été faites sur de petits tubes presque sphériques à électrodes formées de fils de platine distants de quelques dixièmes de millimètre. La pile employée était formée de trois cents à six cents couples zinc-cuivre.

A. GALLOTTI.

G. BONGIOVANNI. — Velocita di propagazione delle vibrazione circulari transversali vel fili flessibili (Vitesse de propagation des vibrations circulaires transversales dans les fils flexibles). — P. 133.

L'auteur démontre expérimentalement, par la méthode des ondes stationnaires, que la vitesse de propagation de ces ondes dans des fils flexibles tendus verticalement, et de poids soit de l'ordre de grandeur des tensions, soit négligeable par rapport à celles-ci, est donnée par la formule

$$V = \sqrt{\frac{T}{M}}. \tag{1}$$

T étant la tension du fil, et M sa masse par unité de longueur.

Le fil étudié est fixé par son extrémité supérieure sous le plateau d'une balance dont l'autre plateau supporte le poids qui mesure la

tension. L'extrémité inférieure est rattachée à une petite manivelle de façon à pouvoir suivre son mouvement sans torsion. En tournant avec une vitesse convenable, on obtient ainsi de belles ondes stationnaires. Si l est leur longueur, n le nombre de tours par unité de temps, la vitesse de propagation est donnée par :

$$V = 2ln. \qquad (2)$$

Les expériences ont été faites sur des cordons flexibles et sur une lame et un tube de caoutchouc, ce dernier rempli de sable. Elles conduisent à la formule (1).

A. Gallotti.

E. PASQUINI. — Sopra la doppia refrazione dei raggi di forza elettrica nei cristalli (Sur la double réfraction des rayons de force électrique dans les cristaux). — P. 153.

L'oscillateur, identique à celui de M. Lebedew [1], donne des oscillations de 6 millimètres de longueur d'onde ; il est actionné par une machine de Wimshurst. Le récepteur est un récepteur à limaille (*coherer*), formé de limailles de fer et de cuivre ; l'emploi de deux métaux mélangés (fer-cuivre ou nickel-argent) augmente la sensibilité. Le polariseur et l'analyseur sont des réseaux de fil de cuivre. Ces appareils étant *à l'extinction*, l'interposition d'une lame biréfringente fait reparaître la radiation. En faisant tourner la lame dans son plan, on trouve deux positions rectangulaires d'extinction, d'où l'on déduit la direction des vibrations que propage la lame cristalline.

Le sel gemme (système cubique) n'a montré aucune biréfringence.

Dans le gypse et l'orthose, les azimuts des vibrations sont très différents de ce qu'ils sont pour la lumière. Il faut donc admettre que, si l'on passe des rayons visibles aux ondulations électriques, la *dispersion des axes* est considérable. L'auteur cherche à expliquer ce fait par des considérations théoriques.

Ch. Fabry.

A. STEFANINI. — Sulla penetrazione del magnetismo nel fero (Sur la pénétration de l'aimantation dans le fer). — P. 171.

Un anneau de fils de fer est formé en enroulant un grand nombre de fois un faisceau de six fils, de $0^{mm},5$ de diamètre. De loin en loin, on

(1) *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 1 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 368 ; 1895.

a entouré le faisceau de quelques spires de fil de cuivre isolé ; on a ainsi, dans la masse de l'anneau, de petites bobines placées à diverses profondeurs, que l'on peut mettre séparément en communication avec un galvanomètre. Autour de l'anneau de fer est enroulé un solénoïde dans lequel passera le courant magnétisant. Lorsqu'on renverse ce courant, la petite bobine reliée au galvanomètre est le siège d'une décharge induite, qui mesure le flux d'induction qui la traversait. On constate que toutes les bobines donnent au galvanomètre la même déviation. Donc l'aimantation est uniforme.

On est arrivé au même résultat en expérimentant sur un anneau de limaille de fer, dans laquelle sont noyées, en différentes régions, de très petites bobines isolées.

Ch. Fabry.

GUGLIEMO. — Sulla velocita molecolare dei liquidi, e sulle sue variazoni per effetto della pressione (Sur la vélocité moléculaire des liquides et sur ses variations par l'effet de la pression). — P. 177.

Si on admet que les solides et les liquides sont formés de molécules douées d'une grande vitesse changeant de direction à la surface du corps, elles doivent produire par leur choc sur cette surface une pression K équilibrée par la cohésion. On voit facilement que, si v est la vitesse moyenne des molécules, D la densité, on a la relation connue :

$$\frac{1}{3} Dv^2 = K.$$

Si on exerce sur un liquide une pression P, la relation devient :

$$\frac{1}{3} Du^2 = K + P;$$

d'où :

$$u^2 = v^2 + \frac{3P}{D} = v^2 + 3h \cdot 980,$$

u étant la nouvelle vitesse, h la hauteur du liquide mesurant la pression.

Cette relation permet à M. Gugliemo d'expliquer la plupart des phénomènes d'hydrostatique et d'élasticité qu'on expliquait jusqu'ici par une répulsion des molécules.

L'influence de la forme de la surface libre d'un liquide sur la

tension de vapeur, remarquée par lord Kelvin, et dont Stefan [1] avait donné une explication par la différence d'attraction des molécules de liquide et de vapeur suivant cette forme, résulte de la même propriété de la vitesse moléculaire.

Enfin l'auteur applique sa théorie à l'étude de l'influence de la pression sur la température de fusion et de certains phénomènes d'osmose.

A. GALLOTTI.

ASCOLI. — Sulla determinazione della temperatura et dei coefficienti di conduttivita termica interna ed externa di un conduttore (Sur la détermination de la température et des coefficients de conductibilité thermique interne et externe d'un conducteur). — P. 249.

Un fil de cuivre de longueur connue est fixé à deux gros cylindres de même métal. Le passage d'un courant échauffe le fil, sans échauffer sensiblement les cylindres. A cause de la conductibilité thermique, la partie centrale du fil atteint une température plus élevée que les extrémités. On peut déterminer par le calcul la loi de répartition de la température, et par suite l'allongement total du fil, qui n'est pas proportionnel à sa longueur.

La mesure de cet allongement pour des fils de même diamètre, traversés par le même courant, mais de longueurs différentes, permet de calculer le coefficient de conductibilité thermique.

CH. FABRY.

V. SPAGNUOLO. — Sugli effetti della resistenza, dell'autoinduzione e della capacità nella distribuzione della corrente in un sistema trifase a stella (Sur l'effet de la résistance, de la self-induction et de la capacité dans la distribution d'un système de courants triphasés monté en étoile). — P. 293.

L'auteur résout les équations complètes du courant dans un système triphasé monté en étoile, en supposant que les trois branches possèdent des résistances, self-inductions et capacités quelconques. La solution de ce problème, qui ne présente aucune difficulté mathématique, conduit à des calculs très compliqués. Un résultat à retenir est celui-ci : les trois branches étant identiques et par suite parcourues par des courants de même intensité, si l'on modifie

[1] *Wied. Ann.*, XXIX, p. 655.

seulement l'une des branches, les courants dans les deux autres deviennent inégaux. Ce résultat, d'ailleurs facile à prévoir, est vérifié par l'expérience.

Ch. Fabry.

A.-G. ROSSI. — Sopra uno speciale elettrodinamometro proprio alla misura della differenza di fase fra due correnti alternative (Sur un électrodynamomètre propre à la mesure de la différence de phase entre deux courants alternatifs). — P. 319.

Les bobines de l'électrodynamomètre sont traversées chacune par un des courants à étudier; l'une de ces bobines est fixe, l'autre est suspendue par un ressort de torsion avec lequel on ramène toujours son plan à être perpendiculaire à celui de la bobine fixe, et dont la torsion donne la mesure du couple. A l'intérieur de ce système se trouvent deux autres enroulements, respectivement parallèles aux deux bobines de l'électro-dynamomètre; ce second circuit, isolé du premier, est simplement fermé sur lui-même.

On mesure le couple produit : 1° lorsque l'enroulement intérieur est ouvert ; 2° lorsque ce circuit est fermé, avec ses deux bobines couplées en série; 3° lorsqu'elles sont reliées encore en série, mais en sens inverse. De ces trois lectures on peut déduire la différence de phase entre les courants.

Ch. Fabry.

P. STRANEO. — Sulla conduttivita termica del ghiaccio (Conductibilité thermique de la glace). — P. 333-340.

On suit la variation de température au centre d'un bloc cubique de glace ; en ce point est une soudure thermo-électrique. Résultat : $k = 0{,}31$, en centimètre, gramme, *minute* et degré centigrade.

En C. G. S. degré centigrade, c'est donc $k = 0{,}00052$.

S. LUSSANA. — Sul calore specifico dei gaz (Sur la chaleur spécifique des gaz). — P. 365-376.

Continuation d'expériences antérieures [1], exécutées toujours par la méthode de Delaroche et Bérard. L'air passe d'un serpentin plongé

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 45 ; 1896; — et t. VI, p. 96 ; 1897.

dans un bain à température constante dans un autre serpentin plongé dans un calorimètre Bunsen à mercure et alcool amylique. Dans une série de mesures, on fait passer *un poids donné* d'air à travers les deux serpentins; et alors la pression n'est pas la même au commencement et à la fin de l'expérience. Quand la différence est assez faible, on peut prendre la moyenne des pressions initiale et finale pour pression moyenne durant l'expérience. Dans l'autre série de mesures on fait passer, au contraire, dans les serpentins un *volume donné* d'air sous pression constante. Le résultat général est conforme aux résultats antérieurs; mais ici on a opéré dans des limites de pression plus étendues. La chaleur spécifique à pression constante augmente avec la pression.

Voici quelques valeurs de C obtenues par la seconde méthode :

39^{atm},53	0,2939
48 ,25	0,3059
77 ,08	0,3436
115 ,53	0,3900
156 ,37	0,4316

Ces valeurs s'expriment très bien par la formule :

$$C_p = 0,23702 + 0,0015304\,(p - 1) - 0,0000019591\,(p - 1)^2.$$

L'auteur a indiqué précédemment pourquoi Regnault n'a pas obtenu ce résultat.

GARBASSO. — Alcune esperienze su la scarica dei condensatori (Quelques expériences sur la décharge des condensateurs.) — P. 382-390.

Un appareil permettant d'imiter en hydrodynamique le partage de la décharge entre deux circuits dérivés a montré à l'auteur que la décharge peut être oscillante dans une des branches de la dérivation, et apériodique dans l'autre. Il pense avoir mis le fait en évidence dans une expérience de décharge électrique; il a examiné l'étincelle au miroir tournant. Ce mémoire ne donne, d'ailleurs, que des indications qualitatives.

VANNI. — Sopra una nuova forma dell'elettrometro capillare (Nouvelle forme de l'électromètre capillaire). — P. 393-395.

Simple entonnoir très effilé (on ne donne pas de dimensions), qui contient du mercure et dont la pointe plonge dans l'eau acidulée.

Au fond du vase contenant cette eau est l'électrode large de mercure. On projette au microscope solaire le ménisque de mercure ; et l'on peut ainsi, selon l'auteur, montrer à tout un auditoire des variations de force électromotrice de $\frac{1}{10000}$ de volt. Une force électromotrice alternative donne lieu à des mouvements de va-et-vient du ménisque visibles par une méthode stroboscopique.

T. MARTINI. — Intorno al calore che si svolge nel bagnare le polvere. Nuove ricerche termometriche et calorimetriche (Nouvelles recherches sur la chaleur développée en humectant les poudres). — P. 396.

L'auteur a continué ses mesures [1]. Il arrive aux conclusions suivantes : L'effet calorifique maximum est obtenu quand la poudre arrive à être baignée par la quantité de liquide qu'elle aurait été capable d'absorber par capillarité. Cette condition une fois satisfaite, la chaleur dégagée est proportionnelle au poids de la poudre.

A. Gallotti.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. XXIV ; 4e trimestre 1897.

A. ZAITSCHEK. — Ueber das chemische Gleichgewicht zwischen Œthylalkohol und Schwelsäure (Sur l'équilibre chimique entre l'alcool et l'acide sulfurique). — P. 1-12.

L'auteur se propose de déterminer l'état d'hydratation de SO^4H^2 en solution aqueuse, en recherchant dans quelles conditions les lois de la mécanique chimique sont applicables à la réaction entre l'acide sulfurique et l'alcool. La loi de Guldberg et Waage est applicable (quand la concentration de l'alcool est plus grande que celle de l'acide), en admettant que l'acide sulfurique forme avec l'eau deux hydrates : un dihydrate et un trihydrate, ce dernier seul stable en présence d'un excès d'eau.

---

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 448 ; 1897.

R. MIHALY. — Gefrierpunktserhöhungen in Benzollösungen (Élévation du point de congélation en solution benzénique). — P. 13-18.

L'addition d'eau à de l'alcool anhydre dissous C^6H^6 *élève* le point de congélation à peu près régulièrement jusqu'au moment où commence l'hétérogénéité; la formation d'hydrate d'alcool (par exemple $9C^2H^5.OH + 3H^2O$) permet d'expliquer cette anomalie. Le phénol, l'acide acétique, la glycérine, l'acide lactique, donnent des résultats analogues à ceux de l'alcool.

J.-C. PHILIP. — Das dielektrische Verhalten flüssiger Mischungen, besonders verdünnter Lösungen (Propriétés diélectriques des mélanges liquides, en particulier des dissolutions étendues). — P. 18-39.

La constante diélectrique d'un corps peut dépendre non seulement de sa constitution chimique, mais de son association moléculaire. Si C_1, C_2, C désignent les pouvoirs réfringents de deux corps liquides et d'un mélange contenant p_1 0/0 du premier, la formule des mélanges donne :

$$C . 100 = C_1 p + C_2 (100 - p_1).$$

On pourra prendre, pour les pouvoirs réfringents, l'une des expressions $\frac{n-1}{d}$ ou $\frac{n^2-1}{n^2+1} \cdot \frac{1}{d}$, et en remplaçant n par $\sqrt{K}$, on exprimera la constante diélectrique d'un mélange en fonction de celles des composants. Si l'un des composants ne suit pas la loi de Maxwell $K = n^2$, c'est vraisemblablement à celui-là qu'on devra attribuer les écarts entre la valeur calculée et la valeur trouvée pour la constante diélectrique du mélange. Ces écarts démontreront et permettront de suivre l'association moléculaire du corps anormal dissous à différentes concentrations. Telles sont les considérations qui servent de base aux recherches de l'auteur.

Les mesures ont été faites par une méthode différentielle très sensible, dérivée de la méthode de Nernst [1]; on déterminait de proche en proche la différence des constantes diélectriques pour des dissolutions de plus en plus riches, et finalement la constante diélectrique de la dernière solution était mesurée avec l'appareil de Nernst sous sa forme ordinaire.

---

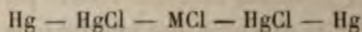
[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 411; 1896.

Pour la benzine dans l'éther, le sulfure de carbone dans le chloroforme, les pouvoirs inducteurs spécifiques observés sont intermédiaires entre ceux que l'on déduit des formules en n et n^2 ; il n'y a plus accord du tout pour le mélange d'éther et de chloroforme (qui est fortement exothermique). Dans le cas où l'un des composants est un corps à grande constante diélectrique tel qu'un alcool, la formule en n^2 est inapplicable ; la formule en n est infiniment meilleure.

On peut inversement calculer la constante diélectrique de l'un des corps composants, connaissant celles de l'autre composant et du mélange ; pour les corps qui n'ont aucune tendance à l'association moléculaire (nitrobenzine en solution benzénique), on trouve des valeurs à peu près indépendantes de la concentration ; pour les alcools, au contraire, les valeurs calculées décroissent rapidement à mesure que la dilution croît et tendent finalement vers une limite. Cette limite serait la constante diélectrique de la molécule simple, tandis que les valeurs obtenues avec des solutions plus concentrées et enfin avec le corps pur se rapporteraient à un complexe moléculaire.

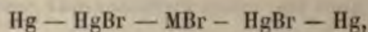
Th.-W. RICHARDS. — Ueber den Temperaturkoefficienten des Potentials der Kalomelelektrode mit verschiedenen gelösten Elektrolyten (Sur les coefficients de température du potentiel des électrodes de calomel avec différentes solutions électrolytiques). — P. 38-55.

Un tube en ∩ contient dans ses deux branches une couche de mercure surmontée de calomel ; il est rempli par la solution électrolytique, et les deux branches sont portées à des températures différentes, 0 et 30°. On constitue ainsi une chaîne thermo-électrique telle que :



$$Hg - HgCl - MCl - HgCl - Hg$$

ou



$$Hg - HgBr - MBr - HgBr - Hg,$$

dont on mesure la force électromotrice par compensation.

Le coefficient de température du potentiel des électrodes croît avec la dilution de l'électrolyte ; il peut être calculé approximativement par une formule logarithmique déduite de l'hypothèse de Nernst, sauf pour HCl, AzH^4Cl, qui se comportent d'une façon anormale.

La décomposition possible du sel mercureux en sel mercurique

soluble produit des perturbations d'autant plus sensibles que la solution de sel halogéné est plus concentrée. Cette cause d'erreur a faussé les mesures des expérimentateurs précédents ; elle doit faire préférer les solutions $\frac{1}{10}$ normales aux solutions normales, dans la mesure des différences de potentiel avec électrodes au calomel.

A. GOCKEL. — Bemerkungen zu einem Aufsatz des Herrn Richards (Observations sur un mémoire de M. Richards). — P. 703-705.

L'auteur reconnait que ses anciennes mesures de force électromotrice des chaînes à électrodes de calomel étaient inexactes ; mais il les a rectifiées et a publié dans son dernier travail une grande partie des résultats de Richards.

E. SALOMON. — Theorie des Reststromes, den man bei polarisierten Elektroden beobachtet (Théorie du courant résiduel qu'on observe avec des électrodes polarisées). — P. 55-81.

Pour rechercher quelle est la cause de la durée, illimitée semble-t-il, du courant polarisant dans l'électrolyse entre électrodes polarisables au-dessous du point de décomposition, Helmholtz a étudié la décomposition de l'eau acidulée entre électrodes de platine ; il a donné une théorie purement qualitative. Ce cas est très complexe, à cause de l'occlusion des ions gazeux par le platine. L'auteur se place dans un cas plus simple en remplaçant la solution acide par un sel alcalin et le platine des électrodes par un autre métal. Dans ce cas, la théorie du courant résiduel peut être faite exactement, en se basant sur les théories de Nernst, relatives à la diffusion des électrolytes et à la force électromotrice des chaînes de concentration.

La chaîne de concentration provenant du transport des ions du métal anode est la cause de la force contre-électromotrice de polarisation ; il y a état stationnaire quand la quantité de métal transportée par diffusion de l'anode à la cathode est égale à la quantité transportée en sens inverse par le courant dans le même temps. Cette condition d'équilibre conduit à une formule logarithmique donnant l'intensité du courant résiduel en fonction de la force électromotrice de polarisation, du coefficient de diffusion et de la concentration des ions du métal anode dans la solution.

L'auteur vérifie cette formule en mesurant le courant résiduel dans l'électrolyse entre électrodes d'Ag d'une solution de $KAzO^3$ additionnée de $AgAzO^3$ en quantité connue, très petite. Il n'y a concordance entre les valeurs trouvées et calculées que dans un intervalle relativement faible des forces électromotrices de polarisation; l'addition d'une goutte d'un acide ou d'un alcali produit une concordance parfaite.

La même vérification se fait pour le mercure. Le cuivre et le plomb, pour lesquels, d'ailleurs, les constantes nécessaires ne sont pas connues, donnent de mauvaises mesures.

La mesure du courant résiduel peut être appliquée à déterminer la solubilité des sels pratiquement insolubles et au titrage des solutions salines.

D. DIJKEN. — Die Molekularrefraction und Dispersion äusserst verdünnter Salzlösungen unter Berücksichtigung der Dissociation (Réfraction moléculaire et dispersion des solutions salines extrêmement étendues, au point de vue de la dissociation). — P. 81-113.

La différence des indices pour l'eau et les solutions étendues est mesurée au moyen d'un réfractomètre interférentiel (réfractomètre de Borgésius) permettant d'obtenir une approximation de une ou deux unités du sixième ordre. En se servant des raies de l'hydrogène comme sources de lumière, l'auteur détermine l'indice pour différentes radiations, et par suite la dispersion; enfin les densités sont mesurées par la méthode de la balance hydrostatique.

Pour tous les sels étudiés, le pouvoir réfringent moléculaire croît avec la dilution, si l'on prend pour expression du pouvoir réfringent moléculaire la quantité $\frac{m\nu}{p}$ (m, poids équivalent du corps dissous; ν, indice de réfraction; p, nombre de grammes par litre de solution). Au contraire, le volume moléculaire φ, déduit de la densité et de la concentration, décroît sans exception.

En admettant la constance de l'expression $\frac{n-1}{d}$, on trouve pour le pouvoir réfringent moléculaire du sel dissous dans l'eau :

$$mR = \frac{m\nu}{p} 10^3 + \frac{1}{3} \varphi.$$

Pour presque tous les sels, mR croît avec la dilution, mais d'une

façon très lente ; les petits accroissements qu'on observe deviennent encore plus petits, si on prend pour constante optique $\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d}$.

Les différences des valeurs de mR pour des solutions équivalentes de deux sels à acides différents sont indépendantes du métal ; de même pour deux sels de métaux différents, la différence est indépendante de l'acide. Autrement dit, le pouvoir moléculaire mR est une propriété constitutive.

Les dispersions moléculaires $\frac{(\nu_\beta - \nu_\alpha)\, m}{c}$ ne donnent pas de différences constantes.

Les expressions $\frac{m\nu}{p}$ et $\frac{m\nu}{c}$ donnent aussi des différences très voisines, mais beaucoup moins constantes que mR ; les écarts sont dus à la différence entre les états de dissociation de deux sels pris à la même concentration moléculaire.

H. RODEWALD. — Thermodynamik der Quellung mit spezieller Anwendung auf die Stärke und deren Molekulargewichtsbestimmung (Thermodynamique de l'imbibition avec application particulière à l'amidon et à la détermination de son poids moléculaire). — P. 193-219.

On entend par imbibition, la pénétration de l'eau ou d'un autre liquide dans un corps solide, de la surface vers l'intérieur, indépendamment de tout phénomène capillaire (eau dans l'amidon, les gélatines).

L'imbibition et la dessiccation forment un cycle auquel on peut appliquer les principes de la théorie mécanique de la chaleur. L'auteur calcule la chaleur d'imbibition, connaissant la contraction de volume et le coefficient de dilatation en fonction de la quantité d'eau déjà absorbée ; il vérifie cette formule théorique pour l'amidon et l'eau en déterminant expérimentalement à différents degrés d'hydratation :

1° La chaleur d'imbibition au moyen d'un calorimètre Bunsen ;

2° La contraction de volume par la méthode du flacon ;

3° Le coefficient de dilatation par la même méthode.

Connaissant la chaleur d'imbibition, la formule de Kirchhoff permet de calculer la tension de vapeur de l'amidon ; cette valeur conduit à la détermination du poids moléculaire ; en appliquant la loi de Raoult sur les abaissements de tension de vapeur, on trouve 4370 correspondant à $27C^6H^{10}O^5 = 4374$.

W. BOTTGER. — Die Anwendung des Elektrometers als Indikator beim titrieren von Säuren und Basen (Emploi de l'électromètre dans le titrage des acides et des bases). — P. 253-301.

La méthode employée par l'auteur consiste à mesurer la force électromotrice d'une chaîne formée par deux électrodes d'hydrogène également chargées plongeant dans deux solutions acides, au début également concentrées, et dont on neutralise l'une graduellement.

La théorie de l'ionisation fait prévoir, et l'expérience vérifie, que la force électromotrice d'une telle chaîne prend rapidement une augmentation notable au moment de la neutralisation. Les électrodes d'hydrogène étaient constituées par des lames recouvertes de palladium par électrolyse et émergeant dans une atmosphère d'hydrogène; la force électromotrice était mesurée par compensation à l'électromètre capillaire. La courbe expérimentale des forces électromotrices aux différents degrés de la neutralisation se confond seulement au voisinage de la neutralisation exacte, avec la courbe théorique déduitede la formule de Nernst : $\pi = 0{,}0002 \, T \log \frac{c_1}{c_2}$.

L'auteur résume ses recherches dans les conclusions suivantes:

1° Pour tous les acides et bases titrables avec les indicateurs ordinaires, la méthode électrométrique est applicable; elle a l'avantage de s'appliquer aux solutions colorées;

2° Les acides et bases qui ne réagissent pas avec les indicateurs (acide arsénieux, acide borique) peuvent, dans certaines conditions, être titrés avec une approximation suffisante par le procédé électrométrique;

3° L'allure générale des courbes de titrage est en relation déterminée avec les constantes de dissociation des corps correspondants; ces courbes se prêteraient à l'étude de la stabilité des sels en solution aqueuse;

4° La théorie électrolytique d'Arrhénius et la théorie d'Ostwald sur les chaînes gazeuses se trouvent confirmées.

L. NATANSON. — Ueber thermokinetische Eigenschaften thermodynamischer Potentiale (Propriétés thermocinétiques des potentiels thermodynamiques). — P. 302-315.

L'auteur applique le principe thermocinétique à une transformation virtuelle; en choisissant la température absolue comme l'une

des variables indépendantes et introduisant l'énergie libre, on obtient des équations qui représentent l'extension aux transformations irréversibles des propriétés connues de l'énergie libre pour les conditions d'équilibre. Le cas où les coefficients dynamiques réversibles P_k^n font aussi partie des variables indépendantes conduit également à des formules intéressantes pour la cinétique chimique.

K. SCHREBER. — Zur Dissociation des Stickstoffhyperoxyds (Sur la dissociation du peroxyde d'azote). — P. 651-666.

La molécule de peroxyde d'azote se dissocie en 2 molécules simples $Az^2O^4 \rightleftarrows 2AzO^2$. La constante de dissociation K, à une température et une pression données, se détermine en comparant la densité observée du mélange à la densité théorique de la molécule Az^2O^4.

Les expériences faites jusqu'ici par Deville et Troost, par Natanson, ne vérifient pas la formule thermodynamique de dissociation

$$K.p = Tae^{-\frac{b}{T}}.$$

L'auteur calcule l'erreur relative commise sur la constante de dissociation K, quand la densité observée est entachée d'une erreur relative donnée. Ce calcul montre d'abord que de petites erreurs sur *d* influent considérablement sur K; de plus, on peut choisir *a priori*, parmi les observations des expérimentateurs précédents, celles qui donneront K avec une approximation déterminée; en admettant une erreur inférieure à $\frac{1}{10}$, on trouve des constantes isothermiques $K.p$, que l'auteur juge suffisamment concordantes avec la théorie.

La détermination des constantes *a* et *b* de la formule permet de calculer la chaleur de dissociation de Az^2O^4 à pression constante ($p = 13.132 + 2T$) et de déduire des chaleurs spécifiques totales, mesurées par Berthelot et Ogier, les chaleurs moléculaires de Az^2O^4 et AzO^2 à pression et à volume constants.

Pour Az^2O^4, $C_p = 14,83$, $C_v = 12,85$, d'où $\frac{C_p}{C_v} = 1,155$;

Pour AzO^2, $C_p' = 8,43$, $C_v' = 6,43$, d'où $\frac{C_p'}{C_v'} = 1,31$.

V. ROTHMUND. — Ueber de Umwandlungspunkt einer festen Losung (Sur le point de transformation d'une dissolution solide). — P. 705-723.

La théorie des phénomènes de transformation pour les dissolutions solides diluées est basée sur l'hypothèse de Van t'Hoff, que le corps dissous, même dans une dissolution solide, exerce une pression osmotique à laquelle s'appliquent les lois de Boyle, de Charles et d'Avogadro. On en déduit que la variation de la température de transformation est proportionnelle à la concentration du corps dissous, tant que le poids moléculaire du corps dissous est le même dans les deux phases. Cette proportionnalité se vérifie pour un mélange du bromure et du chlorure de carbone. La grandeur moléculaire du corps dissous est donc la même sous les deux modifications, et la polymérie n'est pas la cause essentielle de la polymorphie.

J. Guinchant.

THE PHYSICAL REVIEW;

T. VI et VII; 1898.

O.-M. STEWART. — A resume of the experiments dealing with the properties of Becquerel rays (Propriétés des rayons de Becquerel). — T. VI, p. 139-251.

L'auteur expose non des recherches personnelles, mais l'état des connaissances actuelles sur les rayons émis par l'uranium. Il conclut, par analogie, que les rayons X doivent être également dus à des vibrations transversales très courtes de l'éther.

S.-J. BARNETT. — On the surface tension of liquids under the influence of electrostatic induction (Effet de l'électrisation sur la tension superficielle). — T. VI, p. 257-284.

La plupart des effets observés peuvent se rapporter à des actions électrostatiques ou à la polarisation électrolytique. Pour savoir si la tension superficielle dépend vraiment de l'état électrique de la surface, M. Barnett fait usage de la méthode de Rayleigh, fondée sur la mesure des ondulations à la surface du liquide. Les déterminations se font à la manière ordinaire; seulement la surface du liquide forme

un des plateaux d'un condensateur, ce qui permet de lui donner une charge électrique forte et uniforme. On observe alors, pour l'eau et pour le mercure, une diminution de la tension superficielle par électrisation, diminution indépendante du signe de la charge, et qui n'est d'ailleurs mesurable que pour de très fortes charges. Voici, pour l'eau, les résultats rapportés à la tension pour la surface non électrisée :

Potentiel en volts.	0	9.000	12.000	15.000	18.000	21.000	24.000	27.000
Tension superficielle.	100	99,61	99,29	98,98	98,37	97,69	96,94	96,13

L'auteur remarque d'ailleurs très prudemment que les actions électrostatiques entre les ondulations voisines pourraient suffire à expliquer cette légère diminution de tension. La formule de lord Rayleigh : $A = \frac{\rho\lambda^3 n^2}{2\varpi}$, devrait alors s'écrire pour tenir compte de ces actions :

$$A' = \frac{\rho\lambda^3 n^2}{2\varpi} + F(\sigma),$$

$F(\sigma)$ étant une fonction inconnue de la densité électrique superficielle σ. Les expériences très soignées de M. Barnett permettent au moins de déterminer cette fonction : elle serait, exactement pour l'eau, approximativement pour le mercure, proportionnelle à σ^2, de telle sorte que, a étant une constante, on aurait :

$$A' = \frac{\rho\lambda^3 n^2}{2\varpi} - a\sigma^2.$$

A.-G. WEBSTER. — An experimental determination of the period of electrical oscillations (Détermination de la période des oscillations électriques). — T. VI, p. 297-314.

La méthode employée est celle de Helmholtz et de Schiller, légèrement modifiée. La partie caractéristique est la substitution, au pendule interrupteur de Helmholtz, d'un interrupteur fondé sur la chute libre d'un cylindre d'acier soutenu par un électro-aimant ; quand l'électro-aimant cesse d'être excité, le cylindre tombe et agit au passage sur deux contacts électriques dont la position peut être choisie à volonté. Le but principal du mémoire est de vérifier la formule de Thomson, qui donne la durée d'oscillation en fonction de la capacité

et de la self-induction. Cette vérification est obtenue à 0,2 0/0 près. Solidairement on déduit des résultats une valeur du rapport v des unités :

$$v = 3{,}0259 \times 10^{10},$$

dont l'exactitude ne paraît garantie qu'à 1 0/0 près.

E.-S. FERRY. — On the relation between pressure, current and luminosity of the spectra of pure gases in vacuum tubes (Variation d'éclat des spectres de gaz avec la pression et le courant). — T. VII, p. 1-9.

Ce travail est fait en vue de départager Angström et Lagarde dont les résultats ne concordent pas.

Les décharges sont provoquées dans un tube constamment relié à la trompe à l'aide d'une batterie de 1200 accumulateurs (ce qui donne un courant continu et non pas une série de décharges séparées), et les éclats sont comparés à l'aide d'un spectrophotomètre à ceux d'une lumière étalon. L'étude a porté : pour l'hydrogène, sur la raie $\lambda = 256{,}3$ du spectre primaire et sur les bandes

$$\lambda = 619{,}8 - 606{,}9 - 605{,}2 - 573{,}5$$

du spectre secondaire ; — pour l'azote, sur les bandes

$$\lambda = 670{,}1 - 662{,}2 - 654{,}2 - 646{,}5.$$

Pour cette étude, on a fait varier la pression du gaz et l'intensité du courant.

On a étudié également la raie $\lambda = 564{,}0$ du mercure, à pression constante et pour différentes intensités. Voici les conclusions :

1° Sous des pressions variant de $0^{mm},25$ à 4 millimètres de mercure, et des intensités de courant variant de 1 à 6 milliampères, l'éclat des différentes lignes spectrales, à pression constante, est directement proportionnel à l'intensité du courant. Cette constatation est d'accord avec celle d'Angström, d'après laquelle l'énergie, mesurée au bolomètre, d'une radiation déterminée, aussi bien que l'énergie totale rayonnée par le gaz lumineux, est proportionnelle à l'intensité du courant ;

2° A intensité de courant constante, l'éclat d'une ligne spectrale croît quand la pression décroît, lentement d'abord, plus rapidement ensuite. La courbe qui relie l'éclat à la pression est régulière, mais différente pour chaque espèce de radiation.

C BARUS. — Balistic galvanometry with a counter-twisted torsion system (Galvanomètre balistique à torsion préalable). — T. VII, p. 10-18.

L'auteur propose de modifier comme suit le galvanomètre balistique : L'aiguille est arrêtée contre des butoirs qui ne lui permettent de mouvements que d'un seul côté du zéro, et est appliquée contre ces butoirs par la torsion préalable du fil de quartz qui la supporte. Ce dispositif présente quelques avantages, entre autres une plus grande stabilité, et la possibilité de maintenir l'aiguille autant qu'on le veut dans le plan du cadre.

Les conditions du mouvement d'un semblable système sont étudiées mathématiquement ; mais il ne paraît pas qu'on ait fait une étude expérimentale précise de l'appareil ainsi modifié.

J.-S. STEVENS. — An application of interference methods to a study of the changes produced in metals by magnetisation (Dilatation magnétique des métaux, étudiée par la méthode interférencielle). — T. VII, p. 19-26.

Ce travail n'ajoute pas grand'chose à nos connaissances sur le sujet. Le fer doux a donné des allongements par aimantation, parfois des contractions inexpliquées.

Le nickel a donné une faible contraction, et l'aluminium, le cuivre et le laiton n'ont subi aucune variation de longueur. Aucun effet de torsion n'a pu être constaté dans les échantillons examinés.

J.-N. LECONTE. — An harmonic analyzer (Analyseur harmonique). — T. VII, p. 27-34.

Description d'un dispositif mécanique pour déterminer les coefficients des onze premiers termes dans le développement en série de Fourier d'un tracé périodique. Quelques appréciations permettent d'apprécier la sensibilité de l'appareil et la commodité de son usage.

W.-P. BOYNTON. — A quantitative Study of the high-frequency induction Coils (Etude des décharges oscillantes à grande fréquence). — T. VII, p. 35-63.

L'auteur commence par établir la théorie mathématique des décharges dans l'appareil de Tesla ; cette partie de son travail est le développement de celui d'Oberbeck sur le même sujet. Il pose les

équations différentielles relatives à un système de deux circuits voisins, et les résout, moyennant certaines approximations, dans le cas des solutions imaginaires, correspondant à un courant périodique.

Comme vérification, on mesure directement la fréquence dans un secondaire de Tesla par photographie des étincelles vues dans un miroir tournant; on trouve ainsi 510.000. Le calcul, fondé sur la théorie exposée au début et sur les constantes mesurées du système, aurait donné 542.000.

Le potentiel des étincelles primaire et secondaire est déterminé par leurs longueurs; la théorie indique que le rapport de ces potentiels a pour maximum 2,7. En fait, les valeurs trouvées expérimentalement pour ce rapport sont comprises entre 1,3 et 2,74.

D'après les valeurs observées des intensités et des potentiels, qui dépendent des facteurs d'amortissement, reliés eux-mêmes aux résistances, il paraît que les résistances des étincelles sont de l'ordre de grandeur de 10 à 100 ohms, variables d'ailleurs d'un cas à l'autre avec la charge électrique qu'elles transportent; ce résultat numérique est d'accord avec ceux de Trowbridge et Richards.

Enfin, quand le circuit secondaire est fermé par une étincelle, le courant secondaire croît en même temps que la longueur de cette étincelle; mais le courant primaire varie en sens inverse. Ce fait, que les expériences rendent incontestable, ne peut pas être déduit de la théorie donnée au début, théorie qui n'est, d'ailleurs, qu'une approximation.

E. RHOADS. — The effect of the fibrous structure of sheet iron on the changes in lenght accompanying its magnetisation (Influence du grain sur la dilatation magnétique du fer). — T. VII, p. 65-82.

C'est un des travaux les plus consciencieux qui aient paru sur cette question.

Les dilatations sont évaluées à l'aide d'un système de leviers amplificateurs, et les lames étudiées sont soumises à des variations cycliques du champ qui permettent de représenter leurs variations de longueur par des courbes; elles affectent la forme générale des cycles d'hystérésis.

Les éprouvettes étaient découpées dans de la tôle de fer pour transformateurs, et dans différentes directions par rapport au grain. Le

résultat général est que les échantillons pris dans le sens du grain manifestent des variations de longueur beaucoup plus fortes que les autres, pour les mêmes variations du champ; de plus, le recuit, qui fait disparaître en partie la structure fibreuse, diminue notablement les effets de dilatation magnétique.

L'auteur considère donc comme possible que les effets observés tiennent exclusivement à la nature fibreuse du fer, de telle sorte qu'un échantillon parfaitement isotrope ne subirait, par aimantation, aucun changement dans ses dimensions.

J.-A. SWITZER. — A reliable method of recording variable current curves (Inscription graphique des courants variables). — T. VII, p. 83-92.

La méthode utilise la rotation du plan de polarisation de la lumière traversant du sulfure de carbone placé dans le champ d'un solénoïde. L'appareil comprend une source lumineuse, un collimateur, un nicol, une lame de quartz, un tube de sulfure de carbone entouré d'une spirale traversée par le courant à étudier, un second nicol, un collimateur, un prisme à sulfure de carbone et un appareil photographique dont la plaque est animée d'un déplacement régulier. Dans ces conditions, il se forme dans le plan de la plaque un spectre avec au centre une raie noire, qui correspond à la radiation actuellement arrêtée par le système des deux nicols. La position de cette frange dépend de l'intensité du courant qui traverse les spires excitatrices, de telle sorte que la photographie donne une ligne noire sinueuse qui forme l'inscription graphique cherchée.

Malgré toutes les précautions prises, les photographies jointes au mémoire ne donnent pas une idée bien favorable de cette méthode, d'ailleurs fort compliquée dans son application.

NICHOLS et MERRITT. — The photography of manometric (Photographie de flammes manométriques). — T. VII, p. 93-101.

La flamme est entretenue par un mélange d'acétylène et d'hydrogène, brûlant dans une atmosphère d'oxygène. Les vibrations, étalées par un miroir tournant, sont photographiées sur une pellicule animée d'un déplacement régulier. On a étudié, par ce moyen, non pas des sons simples, mais des mots entiers prononcés devant le résonnateur. Un grand nombre des photographies obtenues sont reproduites dans ce miroir et accompagnées de quelques remarques.

L.-R. LAIRD. — On the period of a wire vibrating in a liquid (Période de vibration d'un fil dans un liquide). — T. VII, p. 102-105.

Un fil d'acier, dont les vibrations sont entretenues par un système électro-magnétique, est placé dans différents liquides; la diminution de fréquence observée est d'autant plus grande que le liquide est plus dense. La théorie mathématique donnée par Stokes ne paraît pas vérifiée, et on arrive à de meilleurs résultats en admettant tout simplement que le fil est chargé par une masse de fluide égale à celle qui est déplacée.

SHELDON et DOWNING. — The electromagnetic effects of electrolytic currents (Effets électromagnétiques des courants électrolytiques). — T. VII, p. 122-123.

Les auteurs se demandent si deux courants de même intensité, dont l'une traverse un électrolyte, et l'autre un fil métallique, produisent autour d'eux le même champ magnétique. Leurs expériences ne paraissent ni assez nombreuses, ni assez précises pour permettre de manifester une différence, si toutefois elle existe.

L. Houllevigue.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

5e série, t. LXVI ; juillet 1898.

William-S. Day. — A Comparison of Rowlands thermometers with the Paris Standard, and a Reduction of his value of the Mechanical Equivalent of Heat to the Hydrogen Scale (Comparaison des thermomètres de Rowland avec l'étalon de Paris, et réduction à l'échelle du thermomètre à hydrogène de la valeur trouvée par lui pour l'équivalent mécanique de la chaleur). — P. 1.

Rowland a généralement employé trois thermomètres de Baudin dont il ramenait les indications à celles du thermomètre à air. M. Day a comparé très soigneusement ces thermomètres à trois thermomètres Tonnelot, dont les indications avaient été ramenées à celle du thermomètre à hydrogène, au Bureau international des Poids et Mesures. Rowland a tiré J d'une équation de la forme $J = \frac{W}{10}$, où W représente le nombre d'ergs nécessaires pour échauffer 1 gramme

d'eau de 10°. Par exemple à 12° :

$$J_{12} = \frac{W}{17° - 7°}.$$

Soient C_{17} et C_7 les corrections à faire subir aux températures évaluées par Rowland ; la valeur corrigée

$$J_{12} = \frac{W}{10 + C_{17} - C_7} = \frac{W}{10}\left(1 + \frac{C_7 - C_{17}}{10}\right).$$

La valeur ainsi corrigée se trouve égale à celle de Rowland vers 17° ; elle est un peu plus grande que celle-ci aux températures supérieures, un peu plus faible aux températures inférieures.

Cette correction, relative à la température, n'explique pas la différence entre la valeur de J donnée par Rowland et celles qu'ont fournies des déterminations plus récentes fondées sur des méthodes électriques. Cette divergence doit être due à l'évaluation de l'énergie. Une erreur de $\frac{1}{1.000}$, par exemple, sur l'étalon de force électromotrice, expliquerait le désaccord entre les résultats de Rowland et ceux de Griffith.

Cette quantité J, définie par l'équation précédente varie avec la température, à cause de la variation de la chaleur spécifique de l'eau ; il est intéressant de remarquer que *Rowland et Griffith ont trouvé la même loi de variation* (on déduit de leurs nombres que la chaleur spécifique de l'eau passe par un minimun au voisinage de 30°), et ceci tend à faire croire que la différence entre les valeurs de J tient à une erreur dans les étalons employés plutôt que dans les expériences elles-mêmes.

M. Dufour.

Mc CLELLAND. — On the conductivity of the Hot Gases from Flames (Sur la conductibilité des gaz chauds des flammes). — P. 29.

Le gaz venant de la flamme d'un brûleur Bunsen monte dans un tube de laiton A relié au sol et dans l'axe duquel se trouve une tige métallique isolée et pouvant être portée à un potentiel arbitraire. La conductivité du gaz qui circule autour de la tige est mesurée à l'aide d'un électromètre par la vitesse de chute du potentiel de cette

tige. Admettons que la conductivité du gaz est due à son ionisation dans la flamme et que les ions se meuvent avec une vitesse de v^{cm} pour une force électromotrice de 1 volt par centimètre ; les ions, possédant une charge de signe contraire à celle de B, seront attirés vers B et lui céderont leur charge. Un calcul simple montre que B déchargera les ions situés à une distance de l'axe inférieure à une valeur ρ donnée par l'équation

$$(1) \qquad \frac{l}{v'} = \frac{1}{v\mathrm{V}} \frac{\rho^2 - r_0^2}{2} \log \frac{r_1}{r_0}$$

(r_1, rayon de A ; r_0, rayon de B ; V, potentiel de B ; l, longueur de B ; v', vitesse du courant gazeux dans A). Si q est la charge des ions par unité de volume, la quantité d'électricité ainsi cédée à B est :

$$\pi(\rho^2 - r_0^2)\, v'q = \frac{2\pi q l v \mathrm{V}}{\log \frac{r_1}{r_0}}.$$

Elle est donc proportionnelle à V jusqu'à la limite $\rho = r_1$, quand tous les ions sont déchargés par B.

Les résultats expérimentaux semblent s'accorder avec cette théorie, surtout si on la complète en tenant compte de la recombinaison des ions selon la formule connue :

$$-\frac{dn}{dt} = \alpha n^2, \qquad \text{d'où} \qquad \alpha t = \frac{1}{n} - \frac{1}{\mathrm{N}};$$

n, nombre des ions au temps t ; N, nombre des ions à l'origine du temps. L'étude de cette recombinaison a été faite en plaçant la tige B dans le tube A, à des hauteurs plus ou moins grandes au-dessus de la flamme. La conductibilité diminue de la moitié de sa valeur en $\frac{1}{13}$ de seconde.

Pour connaître la vitesse v, l'extrémité du tube A était reliée à un aspirateur et à un réservoir ; on pouvait ainsi déterminer v'. Le tube A portait deux tiges isolées B et C (B étant plus proche de la flamme) ; dans une première expérience, on reliait B au sol et on mesurait la vitesse de chute de potentiel de C, avec un potentiel initial assez élevé pour décharger tous les ions ; puis on chargeait B à un potentiel tel que la vitesse de chute du potentiel de C fût diminuée de

moitié environ. Dans ces conditions, le rayon d'action ρ de B était connu en fonction du rapport des vitesses de chute de potentiel de C dans les deux cas, et l'équation (1) donnait alors pour v une valeur voisine de $0^{cm},2$ par seconde, vers 200°. Cette vitesse est plus grande d'environ 15 0/0 pour les ions négatifs que pour les ions positifs.

L'existence de deux vitesses distinctes pour les ions positifs et négatifs explique facilement l'expérience suivante : Si A et B sont au sol, l'air qui s'échappe de A possède une faible charge négative[1]. Si on établit entre A et B une force électromotrice alternative, il est chargé positivement, ce qui montre que les ions négatifs sont déchargés en plus grand nombre que les ions positifs.

En fixant des tiges dans le tube à différentes distances de la flamme, M. Mc Clelland a reconnu que la vitesse des ions diminuait avec la température et que, vers 100°, elle n'est que de $0^{cm},04$. Cette variation avec la température explique qu'une toile métallique décharge plus ou moins complètement le gaz, suivant qu'elle est placée plus ou moins près de la flamme.

M. Dufour.

R.-A. LEHFELDT. — On the properties of Liquid Mixtures. — Part II (Propriétés de mélanges de liquides. — Seconde Partie). — P. 42.

Dans un article antérieur[2], M. Lehfeldt a étudié théoriquement la relation entre la composition d'un mélange de liquides, la composition de la vapeur qu'il émet et la tension maxima de cette vapeur ; il avait joint à cette étude quelques résultats expérimentaux. Dans cette seconde partie, il donne de nouvelles expériences où la mesure de la tension de vapeur a été faite par la méthode dynamique. Ces expériences ont porté sur les mélanges alcool-benzène, alcool-toluène, tétrachlorure de carbone-benzène et tétrachlorure de carbone-toluène. Les résultats ne semblent pas concorder avec ceux de Linebarger. Ce dernier avait trouvé que, pour les mélanges de liquides, comme le benzène et le toluène, la pression partielle était proportionnelle au pour cent moléculaire dans le mélange, et il en avait déduit, pour la détermination des poids moléculaires, un procédé qui, d'après M. Lehfeldt, serait incorrect.

M. Dufour.

---

(1) Lord Kelvin, *Nature*, avril 1897.
(2) *Philosophical Magazine*, novembre 1895.

A. STANSFIELD. — On some Improvements in the Roberts-Austen Recording Pyrometer, with Notes on thermo-electric Pyrometry (Quelques perfectionnements au pyromètre enregistreur Roberts-Austen et contribution à la pyrométrie thermo-électrique). — P. 59.

Le but de ces recherches était de modifier le pyromètre Roberts-Austen de manière à pouvoir l'employer pour des températures très différentes avec beaucoup d'exactitude. Pour que le galvanomètre sensible employé n'eût jamais à subir de trop grandes déviations, on compensait en grande partie la force électromotrice thermo-électrique selon la méthode du potentiomètre; le petit résidu était connu à l'aide du galvanomètre dont les indications étaient enregistrées sur une plaque photographique.

Le courant du potentiomètre était fourni par une pile Clark de large surface ; le couple était formé de platine pur et de platine allié à 10 0/0 de rhodium ou d'iridium. La soudure froide était plongée dans la glace ou mieux dans une étuve hypsométrique ; la soudure chaude était portée à la température de fusion ou d'ébullition de divers corps.

En portant en abscisses les températures, en ordonnées les forces électromotrices, on obtient une courbe légèrement convexe vers l'axe des températures; la courbure est moindre pour le platine iridié que pour le platine rhodié ; les indications du pyromètre à platine iridié sont donc plus près d'être proportionnelles aux températures.

On sait que, pour les couples thermo-électriques formés de la plupart des métaux (fer, cuivre, or, mercure, etc.), les lignes représentant $\frac{dE}{dT}$ en fonction de la température sont droites et, pour représenter E, on peut appliquer une formule parabolique.

Mais, pour les métaux du platine associés entre eux ou à quelques métaux tels que le nickel ou le cobalt, c'est la ligne représentant $T \frac{dE}{dT}$ en fonction de T, qui est une ligne droite. De $T \frac{dE}{dT} = aT + b$, on tire, pour représenter E, la formule :

$$E = aT + b \log T + c,$$

qui doit être substituée à la formule parabolique.

M. Dufour.

Lord KELVIN. — Contact Electricity of Metals (Électricité de contact des métaux). — P. 82.

Dans une conférence faite au Congrès de la *Royal Institution* en mai 1897, lord Kelvin a fait un exposé didactique de cette question, qu'il serait intéressant de lire *in extenso*. J'en donnerai ici un court résumé.

Deux expériences sont faites avec l'électroscope condensateur de Volta pour montrer l'existence d'une différence de potentiel au contact du Zn et du Cu. Dans l'une, les deux plateaux sont polis, et le contact s'établit en les posant l'un sur l'autre. Dans l'autre, ils sont vernis, et le contact s'établit au moyen de deux fils soudés à chacun d'eux.

Puis vient la description d'une série d'expériences faites avec l'électromètre à quadrants, employé avec une paire de quadrants isolée, l'autre reliée à la cage de l'électromètre. Les deux disques sont polis et secs ; le Zn communique avec la première paire de quadrants, le Cu avec la seconde :

1° Le disque de Zn repose sur le disque de Cu, l'aiguille est au 0 métallique, le disque de Zn est soulevé : l'aiguille se déplace ;

2° On met une petite goutte d'eau sur le disque de Cu ; on abaisse le disque de Zn jusqu'à toucher la goutte d'eau sans aucun contact métallique ; l'aiguille se place à une division E (0 électrolytique) à quelques divisions du 0 métallique ; c'est la démonstration la plus moderne du principe de la pile ;

3° On soulève le disque de Zn ; l'aiguille reste immobile ;

4° On établit, en gardant le contact par la goutte d'eau, un contact métallique entre les deux disques ; l'aiguille revient au 0 métallique ;

5° On rompt le contact métallique en gardant le contact liquide ; l'aiguille revient *lentement* à la position E. Ceci montre le phénomène de polarisation électrolytique.

On peut donc formuler la conclusion suivante :

Si deux disques Zn, Cu, polis et secs, placés parallèlement, sont reliés métalliquement, leurs faces opposées se chargent, le Zn d'électricité positive, le Cu de négative, en quantités inversement proportionnelles à leur distance, supposée petite par rapport au diamètre des disques. S'ils sont reliés par de l'eau, il ne se développe pas ou peu d'électricité d'un signe ou d'un autre. Avec une dissolution faible d'un sel, on a des résultats analogues.

Si les disques sont oxydés à leur surface, les résultats sont différents, parce qu'entre l'oxyde et le métal il y a une différence de potentiel qu'on peut montrer en prenant deux disques, un de Cu poli, un de Cu oxydé sur lequel on a réservé une petite place où se trouve un grain de Cu pour établir le contact entre les deux disques. Lord Kelvin indique ensuite la méthode employée par lui, par M. Pellat, par M. Erskine Murray (¹), pour mesurer la différence de potentiel au contact de deux métaux ; on appelle l'attention sur ces résultats trouvés par ces deux derniers physiciens : que la différence de potentiel au contact de deux métaux ne dépendrait pas du milieu gazeux dans lequel ils plongent et varierait avec l'état des surfaces.

Il indique ensuite l'expérience de Seebeck montrant la force électromotrice d'un couple thermo-électrique, conséquence d'une variation de la différence de potentiel au contact avec la température, l'intérêt qu'il y aurait à mesurer directement cette différence de potentiel à différentes températures uniformes de l'ensemble des deux métaux. Il décrit l'effet Peltier, l'effet Thomson, prévu par l'application du principe de Carnot et met en garde contre cette erreur, faite parfois, que le dégagement de chaleur de l'effet Peltier mesure la différence au contact.

La différence de potentiel V au contact de deux plateaux Zn, Cu, en fait deux plateaux d'un condensateur s'attirant avec une force $P = \frac{V^2A}{8\pi D^2}$, de sorte que le travail électrique effectué, quand on soulève l'un des plateaux à une grande distance, est :

$$W = \frac{V^2A}{8\pi D}.$$

Lord Kelvin a fait le calcul pour $A = 1$ centimètre carré et des valeurs de C variant de 10^{-2} à 10^{-10} centimètres. D'après les nombres trouvés, il lui semble que l'attraction électrique ne peut pas suivre toujours la loi indiquée; car, pour 10^{-10}, on trouve une valeur six fois plus grande que la résistance à la rupture de Cu, quinze fois plus grande que celle de Zn. La quantité de chaleur équivalente à cette énergie électrique étant alors beaucoup plus grande que la chaleur de formation du laiton, il semble qu'à ces faibles distances

(¹) *Phil. Mag.*, mai 1898 ; — et *J. de Phys.*, ce vol., p. 615.

l'attraction électrique se confonde avec les forces moléculaires. Lord Kelvin donne en passant des mesures de la chaleur de formation du laiton, faites par Robert Austen, d'une part, M. Galt, d'autre part.

Lord Kelvin s'étonne de voir que, malgré les expériences qu'il vient de rappeler de Bottomley, M. Pellat, M. Murray, il y ait encore des physiciens comme M. Olivier Lodge qui attribuent l'origine de la différence de potentiel au contact à une action chimique sur les plaques de gaz environnant, et s'élève vivement contre cette assertion du professeur Lodge « qu'il y a une véritable différence de potentiel au contact du Zn et de Cu, que l'on peut, d'après une hypothèse simple et naturelle (à faire équivalente à une constante d'intégration égale à 0), mesurer thermo-électriquement et qui est égale à $\frac{1}{1000}$ volt à 0°; mais qu'il existe une différence de potentiel 1000 fois plus grande au contact du métal avec le milieu environnant et qui, dans le cas ordinaire, peut se calculer d'après les énergies d'oxydation de Zn et de Cu, mais qu'elle n'a rien à faire avec la chaleur de formation du laiton ».

Il s'élève aussi contre cette autre assertion du professeur Lodge que « deux métaux plongés dans un gaz *potentiellement* oxydant et reliés par un fil peuvent maintenir une force électrique ou une différence de potentiel voltaïque dans l'espace placé entre eux ».

Lord Kelvin rappelle qu'il ne passe un flux d'électricité entre les deux plaques que si on substitue à l'air de la glace, du verre chaud, de l'air ou un gaz modifiés par la flamme, les rayons ultra-violets, les rayons Röntgen, les rayons uraniques, et conclut en disant que l'affirmation de M. Lodge serait plus près de la vérité en substituant, à *peuvent*, *ne peuvent pas*.

Il termine sa conférence par une expérience montrant la production d'un courant électrique, quand on met un morceau d'uranium entre deux plaques de Zn et de Cu reliées par un fil.

E. Perreau.

J. ZELENY. — On the ratio of the Velocities of the two Ions produced in Gases by Röntgen Radiations; and on some related phenomena (Sur le rapport des vitesses des deux ions produits dans les gaz par les rayons Röntgen, et sur quelques phénomènes qui s'y rattachent). — P. 120.

Le but de ce travail est de montrer que, dans les gaz soumis aux rayons Röntgen, les ions positifs et négatifs se meuvent dans le

même champ électrique avec des vitesses différentes, de déterminer le rapport de ces vitesses dans divers gaz et d'étudier quelques phénomènes qui dépendent de la différence de ces deux valeurs.

L'espace compris entre deux lames de toile métallique A, B, parallèles et distantes de d, est soumis à l'action des rayons Röntgen.

La lame A peut être reliée à la terre par l'intermédiaire d'un électromètre, et une batterie de piles maintient entre A et B une différence de potentiel U. Si on admet que la variation du potentiel entre les lames est uniforme et égale à $\frac{U}{d}$, les vitesses des ions positifs et négatifs y sont $u\frac{U}{d}$ et $v\frac{U}{d}$. On fait circuler à travers les toiles un courant de gaz de vitesse H. Les vitesses résultantes seront $H - u\frac{U}{d}$ et $H + v\frac{U}{d}$. Par un choix convenable de U, on peut annuler la vitesse des ions positifs, alors $H = u\frac{U}{d}$; on pourra de même réaliser la condition $H = v\frac{V}{d}$, en inversant les communications avec la pile. On tirera de ces relations le rapport $\frac{u}{v}$.

L'expérience a montré que la variation du potentiel entre A et B n'était pas uniforme, mais que, pratiquement, au lieu de chercher pour quelles forces électromotrices les vitesses des ions sont séparément égales à celles du courant de gaz, il suffit de chercher quelles forces électromotrices sont, dans les deux cas, nécessaires, pour que la toile métallique gagne la même charge en valeur absolue contre le même courant gazeux et dans le même temps; alors $uU' = K$ et $vV' = K$, d'où $\frac{v}{u} = \frac{U'}{V'}$. On a trouvé ainsi que la vitesse des ions négatifs était, en général supérieure à celle des ions positifs (le rapport est de 1,24 pour l'air) ; pour CO^2, ces vitesses sont égales.

Pour mettre en évidence cette différence de vitesse, M. Zeleny a fait des expériences où intervient une force électromotrice alternative. La différence de vitesse explique comment les métaux et l'air exposés aux rayons Röntgen peuvent prendre des charges de signe contraire, et comment l'air électrisé et mis au contact des conducteurs perd plus facilement sa charge, si elle est négative que si elle est positive.

M. Zeleny a étudié la distribution du potentiel entre les plaques A

et B, en déplaçant, dans l'intervalle qui les séparait, un fil fin de même métal qu'elles et relié à un électromètre. La variation de potentiel n'est uniforme que vers le milieu; au voisinage des plaques, elle est beaucoup plus rapide. Au moyen de l'équation de Poisson on peut conclure de cette distribution des potentiels qu'il y a, au voisinage de chacune des plaques, une région où se trouvent des charges électriques, et cette région est plus étendue au voisinage de la plaque négative. Ceci a été confirmé en prenant de l'air à différentes distances des plaques et en étudiant son électrisation; à propos de cette dernière méthode, M. Zeleny fait remarquer que les charges électriques recueillies à l'aide d'un courant d'air dépendent de la vitesse de cet air, de la vitesse et de la disposition des ions, et enfin de l'arrangement des appareils. Ses considérations théoriques sont confirmées par une série d'expériences, dans lesquelles, pour une même vitesse du courant d'air, la charge électrique recueillie pour des potentiels croissants commence par augmenter, puis atteint un maximum et finit par diminuer rapidement.

M. Zeleny attribue la différence de vitesse des ions positifs et négatifs à une différence dans leur grandeur, mais admet que leurs charges sont équivalentes.

M. Dufour.

J.-J. THOMSON. — On the mechanical forces acting on a Piece of Iron carrying an Electric current (Sur les forces mécaniques agissant sur un morceau de fer traversé par un courant électrique). — P. 154.

A l'occasion de la note de lord Rayleigh (¹), M. Thomson fait remarquer l'équivalence des deux expressions

$$X = A\frac{d\alpha}{dx} + B\frac{d\alpha}{dy} + C\frac{d\alpha}{dz} + v\gamma - w\beta$$

et

$$X = A\frac{d\alpha}{dx} + B\frac{d\beta}{dx} + C\frac{d\gamma}{dx} + vc - wb,$$

où A, B, C, sont les composantes de l'aimantation; α, β, γ, celles de la force magnétique; a, b, c, celles de l'induction magnétique; et u, v, w, celles du courant. Et les deux points de vue d'où découlent ces for-

(¹) *Philosophical Magazine*, juin 1898.

mules conduisent au même résultat pour la valeur de la pression totale due à une onde plane électro-magnétique agissant sur une plaque de fer parallèle au front de l'onde.

G.-J. STONEY. — M. Lewis Wright's Criticism of Theories of Microscopic Vision (Réponse aux critiques de M. Lewis Wright relatives aux théories de la vision microscopique). — P. 156.

R.-W. WOOD. — Equilibrium figures formed by floating Magnets (Figures d'équilibre formées par des aimants flottants). — P. 156.

Pour reproduire l'expérience de Mayer en évitant les défauts de symétrie, M. Wood a employé des billes de bicyclette flottant sur du mercure soigneusement filtré, placé dans une cuvette de verre plate au-dessus d'un pôle d'aimant ; les impuretés à la surface du mercure produisent des défauts de symétrie et rendent stables toutes sortes de figures.

M. DUFOUR.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXV, 1898 ; n° 8.

AUGUST HAGENBACH. — Ueber Diffusion von Gasen durch wasserhaltige Gelatine (Sur la diffusion des gaz au travers de la gélatine hydratée). — P. 673-706.

Le nom de *diffusion* des gaz a été appliqué soit au mélange de deux gaz, soit au passage des gaz à travers les corps poreux (transfusion), soit enfin au passage des gaz au travers des corps solides ou liquides non poreux, mais susceptibles de les absorber. C'est à l'étude de ce dernier cas que se rapporte le présent mémoire. Il débute par un historique très complet de la question, notamment par une discussion soignée des expériences d'Exner sur la diffusion des gaz à travers les parois des bulles de savon. Au lieu de considérer la diffusion à travers l'eau seule, l'auteur introduit l'eau dans de la gélatine qui lui sert alors de support ; ce moyen détourné est employé afin de ne pas compliquer le phénomène même que l'on étudie, par l'existence, impossible à éviter dans un liquide, de courants produits par des différences de densité. L'appareil se

compose essentiellement de deux récipients séparés par une plaque de gélatine à 20 0/0 d'eau ; on s'arrange pour que la diffusion s'effectue dans des conditions telles que la différence des pressions dans les deux récipients reste la même à chaque instant de l'expérience.

1° Les tensions de vapeur saturée de la gélatine à 20 0/0 d'eau sont plus petites que les tensions de vapeur de l'eau à la même température ; les différences vont en diminuant à mesure que la température s'élève ;

2° L'absorption des gaz CO^2, Az^2O, H^2S, AzH^3, O et H, est sensiblement la même par la gélatine et par l'eau ;

3° Si on appelle *coefficient de diffusion* le rapport du volume diffusé au coefficient de diffusion à la même température, l'expérience montre que, pour tous les gaz précédents, les coefficients de diffusion sont tous *plus petits* pour la gélatine que pour l'eau pure, sauf pour l'oxygène qui se diffuse beaucoup plus vite.

4° Exner avait énoncé la loi suivante.

Les coefficients de diffusion des gaz (dans les conditions actuelles) sont proportionnels à leurs coefficients d'absorption et en raison inverse des racines carrées de leurs densités.

Cette loi ne se confirme que d'une manière très peu approchée ; l'auteur n'en propose pas de nouvelle.

L. Marchis.

J.-O. REED. — Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechung und Dispersion einiger Krystalle and Gläser (Sur l'influence de la température sur la réfraction et la dispersion de quelques cristaux et de différents verres) — P. 709-745.

Les mesures de M. Reed ont été faites par la méthode de Abbe, perfectionnée par Pulfrich, et sous la direction de ce dernier. Elles ont été faites à Iéna, au laboratoire de Winkelmann, mais avec des appareils donnés par la maison Zeiss, et des verres, de composition bien connue, mis également à la disposition de l'auteur par la verrerie Schott. Cet exemple devrait bien être suivi en France.

M. Reed a étendu le travail de Pulfrich en portant beaucoup plus haut la température, jusqu'à 400° et même plus. Pour cela, les corps à étudier étaient convenablement disposés dans un bloc de cuivre rouge chauffé par des brûleurs. Ces corps étaient : le *spath-fluor*, le *quartz*, le *spath*, et une série de différents *verres*. On trouvera,

notamment page 735, les tableaux résumant les résultats expérimentaux.

Il en résulte que, dans tous les cas, *la dispersion augmente* avec la température, même quand la réfraction diminue notablement : 1° L'indice du *spath-fluor* diminue, mais très peu ; la dispersion augmente à peine ; 2° les deux indices du *quartz* décroissent de plus en plus rapidement ; 3° l'indice extraordinaire du *spath* augmente notablement, l'indice ordinaire très peu. Tous les verres étudiés ont un indice qui *croît* avec la température, mais l'indice décroît, au contraire, lorsqu'on a dépassé la température où ces verres commencent à se ramollir (dans ce dernier cas, l'indice du verre refroidi a légèrement changé).

Ces résultats sont conformes aux idées de Pulfrich, qui a montré qu'il faut tenir compte non seulement de la variation de densité, mais de l'accroissement de l'*absorption* avec la température. L'augmentation de l'absorption dans la partie la plus réfrangible du spectre a été très nettement constatée dans quelques cas.

A. COTTON.

STSCHEGLAYEW. — Nachtrag zu der Abhandlung « Ueber das Brechungsvermögen des mit Flüssigkeiten getränkten Hydrophans » (Addition au mémoire sur l'indice de l'hydrophane imprégnée de liquide). — P. 745.

La formule utilisée par l'auteur pour le calcul de l'indice de l'hydrophane sèche avait été donnée en 1883 par Christiansen.

F. KURLBAUM. — Ueber eine Methode zur Bestimmung der Strahlung in absoluten Maass und die Strahlung des schwarzen Körpers zwischen 0 und 100 Grad). — Sur une méthode pour la détermination du rayonnement en valeur absolue et le rayonnement du corps noir entre 0 et 100°). — P. 747-760.

1. Le principe de la méthode employée par M. Kurlbuam pour mesurer un rayonnement en valeur absolue, c'est-à-dire en unités d'énergie, est le suivant : Un pont de Wheatstone a trois de ses branches constituées par de gros fils de résistances fixes, et la quatrième est formée par le bolomètre qui reçoit le rayonnement à étudier. Lorsque ce rayonnement est établi, sa résistance varie, et l'équilibre du pont est rompu. Or on peut aussi altérer cette résistance et rompre l'équilibre, en faisant varier simplement l'intensité du courant qui circule dans les branches du pont ; car ce courant, traver-

sant le bolomètre, change sa température et par suite sa résistance. La méthode consiste alors à accroître cette intensité de façon que la nouvelle résistance du bolomètre soit la même que lorsqu'il reçoit le rayonnement à mesurer. L'énergie dépensée dans le bolomètre par suite de l'effet Joule s'accroît alors d'une quantité facile à calculer, qui équivaut à l'énergie que lui apportait la radiation.

2. M. Kurlbaum a appliqué cette méthode à la mesure du rayonnement total d'un corps « noir » à 100°, supposé placé dans une enceinte à 0°. Le corps « noir » employé est une enceinte, close, noircie intérieurement, percée seulement d'une ouverture dont la surface constitue la surface rayonnante. On sait que, depuis Christiansen, de telles enceintes ont été déjà employées par plusieurs physiciens [1], qui réalisent ainsi un corps « noir » répondant à la définition de Kirchholl.

Les appareils sont ceux que M. Kurlbaum a employés dans des recherches antérieures; seul le bolomètre est légèrement modifié. Sa surface doit être exactement connue, pour qu'on puisse déduire du rayonnement qu'il reçoit le rayonnement total.

Le bolomètre est formé de platine platiné; il y a lieu de se demander s'il est bien parfaitement absorbant pour toutes les radiations du faisceau. M. Kaulbaum croit pouvoir affirmer qu'il ne s'en écarte pas beaucoup; ce point fera l'objet de recherches spéciales.

Admettant pour la valeur du joule la valeur 0,24 calorie-gramme, M. Kurlbaum trouve que le rayonnement total d'un corps noir à 100° dont la surface est 1 centimètre carré, et placé dans une enceinte à 0°, a la valeur suivante :

$$S_{100} - S_0 = 0{,}0176 \text{ cal. gr. par seconde.}$$

ou bien :

$$S_{100} - S_0 = 0{,}073 \text{ watt.}$$

La constante σ de la formule de Stefan:

$$S = \sigma(T_2^4 - T_1^4),$$

qui est valable dans cet intervalle de température, comme l'auteur s'en est assuré directement, est égale à :

$$1{,}28 \,.\, 10^{-12} \text{ cal. gr.,}$$

[1] Voir en particulier : LUMMER et PRINGSHEIM, *Wied. Ann.*, LXIII, p. 395, 1897; — *J. de Phys.*, ce volume, p. 244.

soit :

$$5{,}32 \,.\, 10^{-12} \text{ watt.}$$

Les valeurs ainsi trouvées sont un peu plus élevées que celles trouvées par Christiansen, en 1883, par une méthode toute différente.

A. COTTON.

H. EBERT. — Ueber die Verwendung hochfrequenter Wechselströme zum Studium electrischer Gasentladungen (Sur l'emploi de courants alternatifs de haute fréquence pour l'étude de décharges électriques dans les gaz). — P. 761.

Un tube à vide se comporte par rapport à la décharge comme un condensateur à diélectrique percé, ou plutôt comme un voltamètre présentant une capacité de polarisation non négligeable ; le dégagement de chaleur est corrélatif de cette conception.

On sait que l'excitation des tubes à vide se fait sous l'action d'oscillations électriques extrêmement rapides, telles que les décharges oscillantes des condensateurs ; mais celles-ci ont l'inconvénient de fournir des oscillations d'amplitude décroissante ; or on sait qu'une décharge facilite le passage de la décharge qui la suit à bref intervalle ; il est donc de première importance, pour l'étude de la luminescence d'un gaz, d'employer les oscillations d'égale amplitude d'une machine à courants alternatifs à haute fréquence.

L'auteur a pu reproduire les phénomènes connus de luminescence des tubes à vide sous l'action d'oscillations électriques d'une pareille machine avec une fréquence de 1.000 alternances par seconde.

Les phénomènes observés dans les tubes à vide par E. Wiedemann et H. Ebert [1], avec les oscillations de l'ordre du millionième de seconde, sont reproduits avec plus d'intensité et de netteté. L'un des plus grands avantages de la diminution de la fréquence est que l'on peut suivre les différentes phases du phénomène dans un miroir tournant convenablement agencé.

Les courants alternatifs produits par la machine sont convertis en courants de haut voltage par des transformateurs dont le rapport de transformation est de 26 à 50. Pour la mesure des courants, on emploie un ampèremètre à torsion fondé sur la loi de Joule et un voltmètre à quadrants système Bjerkness.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 174 ; 1897 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 711 à 714 ; 1897.

1° *Aspect de la décharge sous l'influence de courants alternatifs.* — On emploie deux tubes cylindriques à électrodes absolument symétriques, formés de disques égaux d'aluminium aux bases du cylindre, et un tube de forme plus compliquée présentant des boules sphériques et par conséquent des sections de diamètres différents.

Le phénomène est symétrique ; à chaque électrode apparaissent les trois nappes cathodiques : celle qui est immédiatement en contact avec l'électrode (jaune orangé dans l'air), l'espace cathodique obscur d'Hittorf, et celle qui, dans l'air, est formée d'une lueur bleue. La lumière anodique n'est pas visible. La lumière envoyée par chaque portion du tube est très intense ; celle qui émane de l'un des tubes est comparable à celle d'une lampe à incandescence de 16 bougies ; de plus, elle est très constante.

Examiné au miroir tournant, le tube montre que les décharges se succèdent avec la fréquence des courants alternatifs sans décharges partielles, chaque décharge étant séparée par un intervalle obscur ; seulement, pour des pressions très faibles, le tube est illuminé d'une façon continue, ce qui semble indiquer une action rémanente de la cathode.

2° *Énergie consommée dans le tube.* — Elle dépend de la nature du gaz et de sa pression, des dimensions du tube ; dans les tubes employés, elle est de l'ordre du $\frac{1}{10}$ ou du $\frac{1}{20}$ de l'énergie fournie à l'alternateur.

Le calcul de la phase du secondaire du transformateur en série avec le tube à décharge est facile ; si, d'une part, on mesure l'intensité et la force électromotrice efficaces, et si, d'autre part, on connaît l'énergie consommée, on constate par là d'une façon évidente qu'un tube à décharge fonctionne comme s'il possédait une capacité, analogue à celle d'un voltamètre de nature particulière, dont la capacité varie avec la longueur et la pression du diélectrique traversé.

R. Swyngedauw.

J. HANAUER. — Ueber die Abhändigkeit der Capacität eines Condensators von der Frequenz der benutzen Welchselströme (Sur la relation de la capacité d'un condensateur avec la fréquence des courants alternatifs employés). — P. 789-814.

On sait que la valeur de la constante diélectrique qu'on obtient, pour quelques substances, au moyen des courants alternatifs, dépend

de la fréquence de ceux-ci. C'est à l'expérience qu'il faut demander s'il s'agit d'une véritable dispersion des ondes électriques, et c'est en vue d'obtenir une réponse à cette importante question que l'auteur a étudié un certain nombre de diélectriques solides et liquides par la méthode de Nernst [1], employée de la façon suivante :

On établit l'équilibre dans un pont de Wheatstone, dont l'une des branches porte un condensateur formé avec le diélectrique étudié; puis on substitue à ce condensateur un condensateur à air de capacité variable C, portant en dérivation une résistance variable W, et l'on modifie les deux éléments C et W jusqu'à ce que l'équilibre soit rétabli pour le même courant alternatif. Les valeurs C_1 et W_1 ainsi obtenues représentent la *capacité apparente* et la *résistance apparente* du condensateur initial pour le courant considéré.

Résultats. — 1° *Diélectriques solides.* — Pour tous les diélectriques solides étudiés (verre, mica, résine, papier paraffiné), la capacité apparente croît rapidement avec la durée des oscillations électriques.

En même temps on observe toujours une conductibilité apparente, qui, elle aussi, croît rapidement avec la durée des oscillations. Cette conductibilité apparente, qui ne peut être, en général, attribuée à un défaut d'isolement, signifie qu'il y a une perte d'énergie intimement liée à la nature du diélectrique et croissant avec la durée des oscillations.

Nous transcrivons ci-dessous un tableau où se trouvent, en regard de la fréquence N, la perte de puissance électrique ΔW, calculée en watts pour une intensité de 1 ampère et un condensateur de 1 microfarad, ainsi que la variation pour cent ΔC de la capacité.

N	Verre		Mica		Résine	
	ΔW	ΔC	ΔW	ΔC	ΔW	ΔC
128	32,1	3,0	64,3	4,7	14,1	1,0
256	13,0	2,1	22,5	3,2	6,5	0,8
512	4,8	1,3	7,9	2,0	—	—

Ces deux phénomènes simultanés sont peut-être dus à une même cause. M. Hanauer invoque l'hétérogénéité du diélectrique, à laquelle Maxwell a attribué le phénomène du résidu électrique [2]. Il montre

[1] Voir le principe de cette méthode dans ce *Journal*, 3e série, t. V, p. 441 ; 1896.

[2] La théorie des diélectriques hétérogènes de Maxwell a été développée par M. Hess (*J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 145 ; 1893). — Tout récemment M. Houllevigue l'a soumise à une discussion approfondie (Houllevigue, *Sur le résidu électrique des condensateurs* (*Annales de l'Université de Lyon*, 1897).

que, dans le cas simple d'un diélectrique feuilleté, considéré par Maxwell, la capacité et la résistance apparentes doivent diminuer quand la fréquence augmente, ainsi que l'établit l'expérience.

2° *Diélectriques liquides.* — Les expériences ont porté sur le pétrole, la benzine, les mélanges de benzine et d'alcool, l'huile de ricin, l'aniline, l'eau.

L'huile de ricin n'a pas de conductibilité appréciable; sa constante diélectrique est constante pour les fréquences employées. Ce liquide se conduit donc comme l'air.

Pour les liquides mauvais conducteurs, comme le pétrole, la benzine, les mélanges de benzine et d'alcool ne renfermant pas plus de 7 0/0 d'alcool, la constante diélectrique et la conductibilité ne varient pas sensiblement avec la fréquence. M. Hanauer rapproche ces résultats de l'homogénéité de ces corps et du faible résidu électrique qu'on observe chez eux.

Pour les mélanges riches en alcool, on observe une variation sensible de la capacité avec la fréquence, allant en croissant avec la conductibilité. Cette variation est plus considérable pour l'aniline et surtout pour l'eau où elle va jusqu'à 100 0/0, quand on passe de la fréquence 128 à la fréquence 64. La conductibilité apparente reste invariable.

Mais, après le platinage des armatures en platine du condensateur, la variation de la capacité avec la fréquence devient notablement plus faible. Le calcul indique que la polarisation doit, en effet, exercer une telle action sur la capacité d'un condensateur liquide. La polarisation serait alors la cause principale de la variation de la capacité apparente.

Enfin l'expérience montre que l'erreur due à la polarisation est d'autant plus petite que la fréquence est plus élevée et que la résistance et la capacité de polarisation sont plus grandes, conformément à une formule de correction donnée par M. Wien [1].

H. BAGARD.

---

[1] Voir ce *Journal*, 3e série, t. V, p. 418; 1896.

A. KALÄHNE. — Ueber die Spectra einiger Elemente bei der stetigen Glimmentladungen Geisslerschen Röhren und die Abhängigheit der Lichtstrahlung vom Stromstarke und Druck (Sur les spectres de quelques éléments dans la décharge lumineuse continue dans les tubes de Geissler et la dépendance du rayonnement lumineux de l'intensité du courant et de la pression). — P. 815.

Les tubes de Geissler sont traversés par le courant continu d'une batterie de six cents accumulateurs; les principaux résultats sont les suivants :

1° Les métaux, aussi bien que les métalloïdes, donnent des spectres de divers ordres dans les tubes de Geissler;

2° Les spectres produits par le courant constant d'une batterie d'accumulateurs à haute tension dans les gaz et les vapeurs raréfiés ne se distinguent pas, au point de vue qualitatif, des spectres produits par des décharges discontinues faibles;

3° Le rayonnement n'est pas proportionnel au courant pour la vapeur de mercure et de cadmium; pour le cadmium, l'intensité croît plus vite, pour le mercure plus lentement;

4° Sous un courant constant, l'intensité des raies dans le spectre de lignes de Hg et Cd décroît quand la pression croît; l'intensité croît, au contraire, avec la pression dans les spectres de bandes.

R. Swyngedauw.

Georg KLINKERT. — Die Bewegung electromagnetisch erregter Saiten (Mouvement des cordes excitées d'une manière électromagnétique). — P. 849.

La corde vibrante à étudier est éclairée au moyen d'un système convenable de lentilles, et les images sont reçues sur une plaque photographique fixée à la base d'un pendule contenu dans une chambre noire assez grande pour qu'il puisse y effectuer des oscillations. L'objectif de cette chambre noire étant dirigé vers un point de la corde (éclairé par une fente), on fait osciller le pendule ; les divers points de la plaque photographique passent avec une certaine vitesse sur l'objectif, et on trouve sur la plaque les images du point de la corde qui a été mis en observation. A cette description, l'auteur ajoute celle d'un appareil permettant de faire des observations à l'œil nu.

Les cordes employées sont des fils d'acier très fins et disposées de manière à vibrer dans un plan vertical.

Premier cas. — *La corde étudiée sert elle-même d'interrupteur au courant.* — Il suffit de souder verticalement sur la corde un petit appendice en platine qui vient plonger dans un godet de mercure; le courant part d'une pile, traverse la corde jusqu'à l'appendice, le godet de mercure, un électro-aimant (disposé pour attirer la corde), enfin revient à la pile. L'expérience montre que la production des harmoniques, et par suite les diverses figures obtenues pour la corde vibrante, dépendent : 1° de la position de la région de la corde au-dessus de laquelle se trouve le fer doux de l'électro-aimant; 2° de la distance de l'électro-aimant; 3° du point de la corde où se trouve fixé l'appendice de platine; 4° de la tension de la corde; 5° de la quantité dont l'appendice de platine plonge dans le godet de mercure; toute variation dans cette condition produit en même temps un changement de phase.

L'auteur étudie l'influence de chacun de ces cinq facteurs, et il donne les nombreuses formes qu'affecte alors la corde.

Deuxième cas. — *La corde étudiée est mise en vibration au moyen d'un électro-aimant, dans lequel les interruptions de courant sont produites au moyen d'une seconde corde vibrante accordée avec la première.* — Les formes qu'affecte alors la corde vibrante ont les principaux caractères de celles que prend une corde que l'on a mise en vibration en la tirant; par exemple, toutes les courbes obtenues possèdent des angles aigus. Travail expérimental très soigné; mais la complexité des phénomènes ne permet pas d'obtenir toujours des conclusions très nettes.

L. Marchis.

M. TŒPLER. — Beobachtung von Metalldämpfschichtung bei electrischer Drahtzerstaubung (Observation de couches de vapeur métallique dans la volatilisation électrique d'un fil). — P. 873.

Cette volatilisation particulière est constatée en faisant passer la décharge d'une bobine chargée par une machine de Tœpler à soixante plateaux à travers un fil placé sur une dérivation interrompue du circuit de décharge.

R. Swyngedauw.

A. SCHUSTER. — Die magnetische Ablenkung der Kathoden-Strhälen (La déviation magnétique des rayons cathodiques). — P. 877.

L'auteur rapporte les résultats de quelques expériences faites en 1888 et discute les nombres obtenus pour le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge électrique à la masse matérielle de la particule projetée par la cathode dans la théorie de l'émission.

La déviation magnétique serait proportionnelle à la chute de potentiel V_0 à la cathode, tandis que la théorie donne la proportionnalité à $\sqrt{V_0}$. Le rapport $\frac{e}{m}$ ne serait égal à celui trouvé par M. Kauffmann que dans certains cas particuliers.

M. Schuster reconnait que son dispositif est inférieur à celui employé par M. Kauffmann, mais se demande si l'hypothèse admise par M. Kauffmann, que le potentiel reste sensiblement constant à l'intérieur du gaz (la chute de potentiel se produisant uniquement à la cathode) est vraie encore pour des pressions aussi faibles que celles de M. Kauffmann. D'après l'auteur, toute l'énergie électrique communiquée au projectile ne se convertirait pas intégralement en force vive, mais se transformerait partiellement en chaleur, par suite d'un certain frottement. Enfin le résultat trouvé par MM. Kauffmann, Lenard et Thomson, que le rapport $\frac{e}{m}$ est indépendant de la pression et de la nature du gaz, ne lui semble pas fondé sur une base expérimentale suffisamment solide.

Dans les recherches de ces auteurs, sous de très basses pressions, le gaz serait constitué presque uniquement par de la vapeur d'eau, et l'auteur mentionne, à ce sujet, qu'un tube de verre maintenu à 300° pendant quinze jours donnait toujours des traces de gaz [1].

R. SWYNGEDAUW.

---

[1] Une opinion de ce genre, fondée sur des expériences plus complètes et démonstratives, a été émise déjà par M. Villard à la Société française de Physique.

Otto LEPPIN. — Wirkung verschiedenartiger Wellen auf den Branly'schen Cohärer (Action d'ondes de différentes natures sur le cohéreur de Branly). — P. 885-889.

M. Auerbach a déjà observé que les ondes sonores peuvent, tout comme les ondes électriques, déterminer une diminution persistante de la résistance dans un cohéreur [1].

M. Leppin est arrivé de son côté à des résultats nouveaux qu'il indique dès maintenant, en se réservant de poursuivre ses recherches.

En disposant le cohéreur au foyer d'un miroir parabolique, on a un appareil très sensible aux vibrations sonores transmises par l'air. On peut l'impressionner soit par un cri aigu, soit même par le son d'un diapason placé dans le voisinage immédiat de l'appareil.

L'auteur a eu l'idée de se servir de sifflets : sur une vingtaine de ces instruments, un seul a agi sur le cohéreur ; mais l'action a été aussi intense que celle des ondes électriques. L'effet se produirait jusqu'à 20 mètres de distance. En outre, le sifflet est sans action en certains points sensiblement équidistants entre eux. L'expérience montre donc que le cohéreur n'est sensible qu'aux vibrations d'une hauteur déterminée. Le miroir parabolique est indispensable dans ces recherches ; sans miroir, les actions deviennent très faibles. Le cohéreur employé est un tube à limaille de Branly ; le cohéreur Marconi donne de mauvais résultats.

M. Leppin a observé aussi une influence des ondes calorifiques et des ondes lumineuses sur le cohéreur. Le cohéreur, muni du miroir parabolique, étant soumis à la lumière du jour, on observe une déviation lente et progressive du galvanomètre. Chaque fois qu'on frappe le cohéreur, l'aiguille du galvanomètre revient vers le zéro, puis dévie de nouveau.

La nature de la lumière a une grande influence. C'est ainsi que l'effet de la lumière du jour est différent suivant que le soleil luit ou qu'il est masqué par un nuage. Une lampe à pétrole agit aussi, mais plus faiblement. La lumière du magnésium n'aurait pas d'action. Enfin le phénomène ne présenterait aucune particularité, quand on modifie la couleur de la lumière agissante.

D'après l'auteur, tous ces faits pourraient jouer un rôle important

---

[1] Voir p. 439 de ce volume.

dans l'application de la télégraphie sans fils et expliquer certaines perturbations possibles dans la transmission des signaux.

H. Bagard.

H. BENNDORF. — Ueber das Verhalten rotirender Isolatoren im Magnetfelde und eine darauf bezügliche Arbeit A. Campetti's (Sur l'attitude des isolants tournant dans le champ magnétique et un travail de A. Campetti relatif à cette question). — P. 890-893.

M. Duane a observé (1) un amortissement considérable des oscillations de corps isolants dans un champ magnétique. Il avait conclu de ces mesures que la perte d'énergie correspondant à cet amortissement ne pouvait être expliquée ni par la chaleur Joule, extrêmement faible, ni par l'hystérésis magnétique de petites particules de fer peut-être mélangées à l'isolant. Il est revenu depuis sur cette première conclusion et a montré, avec M. Stewart (2), que l'amortissement pouvait être expliqué par l'hystérésis de traces de fer contenues dans l'isolant employé.

Mais, dans un mémoire récemment publié (3), M. Campetti conclut, d'un calcul à la polarisation induite dans une sphère diélectrique tournant dans un champ magnétique, que l'énergie électrique emmagasinée dans une telle sphère est suffisante pour expliquer l'amortissement observé par M. Duane. Selon lui, pour une valeur convenable du change magnétique, cette énergie électrique serait du même ordre de grandeur que l'énergie cinétique de la sphère tournante.

M. Benndorf montre qu'il n'en est rien, attendu que l'énergie électrique de la sphère est environ 10^{10} fois trop petite pour qu'on puisse attribuer l'amortissement à l'hystérésis diélectrique.

H. Bagard.

F. DOLEZALEK. — Ueber die chemische Theorie des Bleiaccumulators (Sur la théorie chimique de l'accumulateur). — P. 894-916.

On a donné, dans ces dernières années, un certain nombre de théories plus ou moins ingénieuses, mais, en général, assez compliquées,

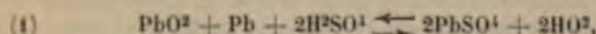
(1) Duane, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 517 ; 1897.

(2) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 634 ; 1897.

(3) A. Campetti, « Sul Moto di un dielettrico in un campo magnetico » (*Atti della R. Accad. delle scienze di Torino*, XXXII, p. 52).

de la transformation d'énergie qui s'accomplit dans l'accumulateur.

La théorie dite « du sulfate » est de beaucoup la plus simple et suppose la réversibilité de cette transformation. Elle tient tout entière dans la formule



$$(1) \qquad PbO^2 + Pb + 2H^2SO^4 \rightleftarrows 2PbSO^4 + 2HO^2,$$

lue de gauche à droite ou de droite à gauche, suivant qu'il s'agit de la charge ou de la décharge. Mais cette interprétation des faits a paru insuffisante, et on lui a objecté une réversibilité incomplète de l'accumulateur, des phénomènes résiduels, etc.

M. Dolezalek s'est attaché à établir que la théorie du sulfate peut cependant suffire à tout expliquer, si l'on tient compte des complications résultant de la structure toute particulière des plaques électrodes.

La force électromotrice, mesurée directement, concorde très bien avec celle qu'on calcule en admettant la réaction (1) (Streintz).

Le même accord existe entre le calcul et l'expérience, en ce qui concerne l'accroissement rapide de la force électromotrice avec la concentration de l'acide; l'auteur établit cette concordance au moyen de deux méthodes de calcul absolument indépendantes, dont l'une est celle des piles de concentration de Helhmoltz.

L'abaissement de la force électromotrice qu'on constate quand on passe de la charge à la décharge était une des plus graves objections qu'il s'agissait de lever. M. Dolezalek en trouve l'explication dans des phénomènes qui se passeraient au sein de la masse active des plaques; l'acide libéré pendant la charge ne pouvant sortir que lentement de cette masse spongieuse, il en résulte une augmentation de concentration dans les pores mêmes ; pendant la décharge, au contraire, la concentration y diminue par suite de la réaction inverse. L'auteur voit dans ces variations locales de la concentration l'origine de courants de concentration locaux très intenses rétablissant l'équilibre plus vite que ne pourrait le faire la diffusion seule. C'est à l'énergie dissipée sous forme de chaleur par ces courants que serait due la perte qui accompagne toujours l'emmagasinement de l'énergie dans l'accumulateur et se traduit par l'affaiblissement de la force électromotrice.

H. Bagard.

J. KLEMENCIC. — Bemerkungen über den inneren Widerstand der Normalelemente (Remarques sur la résistance intérieure des piles étalons). — P. 917-920.

Il serait avantageux, pour certaines recherches, que les étalons de force électromotrice eussent une résistance constante et aussi faible que possible. Ce n'est pas le cas, paraît-il, des étalons Clark, tels qu'on les construit actuellement en Allemagne. Si le modèle anglais a une résistance relativement faible, par contre le tube en H donne une résistance énorme, qui varie, en outre, d'une façon normale avec la température ; cette dernière particularité est due à la présence de gaz adhérents aux cristaux de sulfate.

H. BAGARD.

R. ABEGG. — Nachtrag zu meinem Aufsatze : Ueber das dielectrische Verhalten von Eis (Addition à un mémoire : Sur les propriétés diélectriques de la glace). — P. 923-925.

Dans un mémoire récent[1], l'auteur avait attribué des erreurs considérables, par lui commises dans la mesure de la constante diélectrique de la glace par la méthode de Nernst, à l'incertitude résultant de la défectuosité du minimum de son au téléphone.

Des expériences ultérieures l'amènent à donner une autre explication de ces erreurs et à conclure que, même lorsqu'on a affaire à un mauvais minimum, la méthode Nernst donne encore de bons résultats, pourvu qu'on se contente de mesures approchées.

H. BAGARD.

W. JAEGER et K. KAHLE. — Ueber Quecksilber-Zink und Quecksilber-Cadmiumelemente als Spanungsnormalen (Sur les étalons de force électromotrice mercure-zinc et cadmium). — P. 926-942.

Ce mémoire contient une description détaillée des derniers perfectionnements apportés dans la construction de l'élément Weston (au cadmium). Leur constance semble maintenant, d'après les auteurs, aussi parfaite que possible. La comparaison d'éléments Clark, observés pendant six ans, n'a pas fait voir d'écart supérieur

(1) Voir p. 545 de ce volume.

à 0,1 millivolt ; mais elle a mis en évidence un léger affaiblissement de la force électromotrice. Les éléments au cadmium ont donné des résultats analogues.

La possession de deux espèces d'étalons a l'avantage de fournir un double contrôle de leur constance, puisqu'on mesure à volonté la différence et le rapport de leur force électromotrice.

Les mesures effectuées sur un grand nombre d'éléments, ainsi observés pendant plusieurs années, donnent pour les forces électromotrices de ces deux étalons, évaluées en volts internationaux, entre 0° et 30° :

Elément Clark : $E_t = 1,4328 - 0,00119\,(t - 15) - 0,000007\,(t - 15)^2$,
Élément au cadmium : $E_t = 1,0186 - 0,000038\,(t - 20) - 0,00000065\,(t - 20)^2$.

H. BAGARD.

Jul.-H. WEST. — Minimale Druck — und Temperatur — schwankungen in der Atmosphäre (Oscillations minima de la pression et de la température de l'atmosphère).

Description d'un appareil de variations fondé sur les changements de pression d'une masse gazeuse ; ces changements de pression sont mis en évidence par le mouvement d'un index liquide devant une règle divisée.

L. MARCHIS.

ERRATA

Page 13, lignes 14 et 15 :

Au lieu de 1,16, 0,84, *lisez* $\overline{1,16}^2$, $\overline{0,84}^2$.

Page 195, note :

Au lieu de 26 par $26 - a^2$, *lisez* $2b$ par $2b - a^2$.

Page 198, ligne 2 :

Au lieu de $\varphi_2 = \varphi_1 \times \gamma$, *lisez* $\varphi_2 = \varphi_1 + \gamma$.

Page 199, formule 26 :

Au lieu de $D = \frac{M}{M}$, *lisez* $D = \frac{M}{M'}$.

Page 205, tableau :

	P. Chappuis	Regnault
Au lieu de	3701	3724
	»	3742
	P. Chappuis	Regnault
lisez	3742	»
	3724	3701

Page 206, ligne 27 :

Au lieu de $\chi_1 = \frac{\Theta}{T}$, *lisez* $\chi_1 = \frac{\Theta_1}{T}$.

Page 529, ligne 23, *au lieu de :* d'affirmer, *lisez :* d'infirmer.

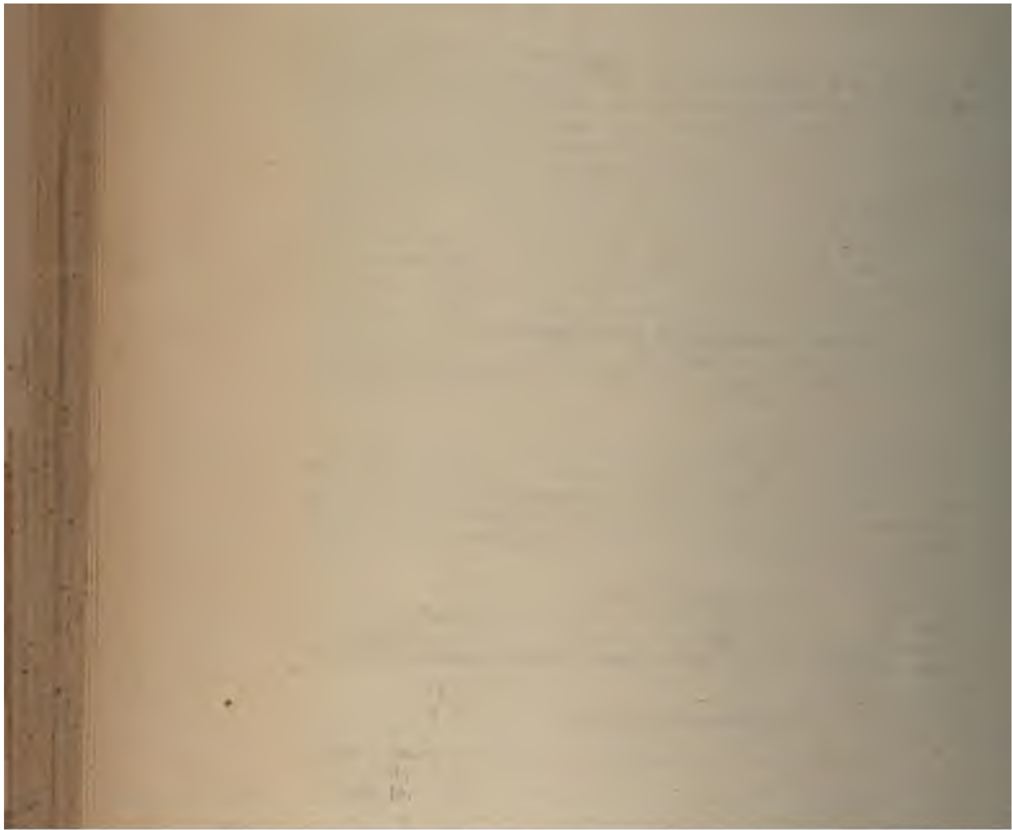
TABLE DES MATIÈRES.

Météorologie et Physique du globe

Histoire de la Physique

Notice bibliographique.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.



On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. S
rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty,
Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sa
Rataud, 11.

AVIS

**Désireuse de publier le plus promptement
sible des Analyses des Travaux étrangers
Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bie
envoyer désormais deux exemplaires de leurs
veaux Mémoires.**

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

MARS 1898.

Acoustique

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VII. — AVRIL 1898.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

… application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Nor- … de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de … Sandoz, Secrétaire du Journal, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Optique

TABLE DES MATIÈRES *(suite)*.

AVRIL 1898.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE

TOME VII. — MAI 1898.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

DUHEM, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille. — **Leçons sur l'Électricité et le Magnétisme.** Trois volumes grand in-8, avec 215 figures se vendant séparément :

Tome I : *Conducteurs à l'état permanent*, avec 112 figures ; 1891 .. 16 fr.
Tome II : *Les Aimants et les Corps diélectriques*, avec 52 figures ; 1892 .. 14 fr.
Tome III : *Courants linéaires*, avec 71 figures ; 1892 .. 15 fr.

FAYE (H.), Membre de l'Institut et du Bureau des Longitudes. — **Nouvelle étude sur les tempêtes, cyclones, trombes ou tornados.** 1 vol. grand in-8, avec 16 fig. ; 1897.

GÉRARD (Éric), Directeur de l'Institut électrotechnique Montefiore. — **Leçons sur l'Électricité,** professées à l'Institut électrotechnique, 5e édition, revue et notablement augmentée. 2 volumes se vendant séparément :

Tome I : *Théorie de l'Électricité et du Magnétisme. Électrométrie. Théorie et construction des générateurs et des transformateurs électriques.* Grand in-8, avec 381 figures ; 1897 .. 12 fr.

Tome II : *Canalisation et Distribution de l'Énergie électrique. Applications de l'Électricité à la Télégraphie, à la Téléphonie, à la production et à la transmission de la puissance motrice, à la traction, à l'éclairage et à la métallurgie.* Grand in-8, avec 278 figures ; 1899 .. 12 fr.

GÉRARD (Éric), Directeur de l'Institut électrotechnique Montefiore, Ingénieur principal des Télégraphes, Professeur à l'Université de Liège. — **Mesures électriques.** Leçons professées à l'Institut électrotechnique Montefiore annexé à l'Université de Liège. Grand in-8 de 450 pages, avec 198 figures. Cartonné, toile anglaise ; 1896 .. 12 fr.

WITZ (Aimé), Docteur ès Sciences, Ingénieur des Arts et Manufactures, Professeur aux Facultés catholiques de Lille. — **Cours supérieur de Manipulations de Physique,** *préparatoire aux certificats d'études supérieures et à la licence* (L'École pratique de Physique). 2e édition, revue et augmentée. In-8, avec 138 figures ; 1897 .. 10 fr.

SCIENCE ABSTRACTS

PHYSICS AND ELECTRICAL ENGINEERING

ISSUED UNDER THE DIRECTION OF

The Institution of electrical engineers | *The physical Society of London*

London, Taylor and Francis, red lion court, fleet street.

Price Thirty-six shillings per annum.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VII. — JUIN 1898.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

Météorologie et Physique du globe

Histoire de la Physique

Notice bibliographique.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VII. — JUILLET 1898.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois; il forme par an un volume grand in-8° de 36 feuilles au moins, avec figures dans le texte. Les vingt-cinq premiers volumes, 1872-1896, publiés sous l'administration de M. Brisse, administrateur honoraire, et 1897 se vendent séparément .... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale	15 fr.
Autres pays	17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Bataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Bataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

SCIENCE ABSTRACTS

SICS AND ELECTRICAL ENGINEERING

ISSUED UNDER THE DIRECTION OF

titution of electrical engineers | *The physical Society of London*

London, Taylor and Francis, Red Lion Court, Fleet Street

Price : Thirty-six shillings per annum

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

JUILLET 1898.

TABLE DES MAT

JUILLET 1898.

(Voir l

Tours. — Imprimerie Deslis

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VII. — FÉVRIER 1898.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

...tes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Autres pays ....

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au ...
rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à ...
Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé ...
Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus prompt... sible des Analyses des Travaux étr... Rédaction prie MM. les Auteurs de voul... envoyer désormais deux exemplaires d... veaux Mémoires.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

FÉVRIER 1898.

TABLE DES

FÉVRIE

Tours. — Imprime

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VII. — SEPTEMBRE 1898.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

...r application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Nor-
..., de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de
...andin, Secrétaire du Journal, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sa
Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptemen sible des Analyses des Travaux étranger Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bi envoyer désormais deux exemplaires de leur veaux Mémoires.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

SEPTEMBRE 1898.

TABLE DES MATIÈRES.

SEPTEMBRE 1898.

(Voir la suite à la page 3...

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : ...

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VII. — OCTOBRE 1898.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de [illegible] francs au nom de M. Sandoz, Secrétaire du Journal, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptemen[t pos]sible des Analyses des Travaux étranger[s, la] Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bi[en] envoyer désormais deux exemplaires de leur[s nou]veaux Mémoires.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

OCTOBRE 1898.

ERRATUM

Page [illegible], ligne [illegible], au lieu d'[illegible], lire : [illegible] [illegible]

TABLE DES MATIÈRES.

NOVEMBRE 1898.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : L. O[illegible]

